

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

729

EXPOSÉS DE PHYSIQUE THÉORIQUE

Publiés sous la direction de

L. DE BROGLIE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel

CURRENT SCIENCE
RECEIVED
87 39

XXVI

LES

ÉLECTRONS LOURDS

(MÉSOTONS)

PAR

JEAN-LOUIS DESTOUCHES



PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

1938



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.



René AUDUBERT

Directeur de Laboratoire à l'Ecole
des Hautes Etudes

ÉLECTROCHIMIE THÉORIQUE

J.-P. BECQUEREL

Professeur au Museum d'Histoire Naturelle

OPTIQUE ET MAGNÉTISME AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES

G. BERTRAND

Membre de l'Institut
Professeur à l'Institut Pasteur

CHIMIE BIOLOGIQUE

L. BLARINGHEM

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

BIOLOGIE VÉGÉTALE

Georges BOHN

Professeur à la Faculté des Sciences

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE

J. BORDET

Prix Nobel
Directeur de l'Institut Pasteur de Bruxelles

MICROBIOLOGIE

J. BOSLER

Directeur de l'Observatoire de Marseille

ASTROPHYSIQUE

Léon BRILLOUIN

Professeur au Collège de France

THÉORIE DES QUANTA

Louis de BROGLIE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique

I. PHYSIQUE THÉORIQUE

II. PHILOSOPHIE DES SCIENCES

Maurice de BROGLIE

De l'Académie Française
et de l'Académie des Sciences

PHYSIQUE ATOMIQUE EXPÉRIMENTALE

D. CABRERA

Directeur de l'Institut de Physique et Chimie
de Madrid

EXPOSÉS SUR LA THÉORIE DE LA MATIÈRE

E. CARTAN

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

GÉOMÉTRIE

M. CAULLERY

Membre de l'Académie des Sciences
Professeur à la Faculté des Sciences

BIOLOGIE GÉNÉRALE

L. CAYEUX

Membre de l'Institut
Professeur au Collège de France

GÉOLOGIE

A. COTTON

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

MAGNÉTO-OPTIQUE

Mme Pierre CURIE

Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique
Prix Nobel de Chimie

RADIOACTIVITÉ

ET PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Véra DANTCHAKOFF

Ancien Professeur à l'Université Columbia
(New-York)

Organisateur de l'Institut
de Morphogenèse Expérimentale
(Moscou Oostankino)

LA CELLULE GERMINALE DANS L'ONTOGENÈSE ET L'ÉVOLUTION

E. DARMOIS

Professeur à la Sorbonne

CHIMIE-PHYSIQUE

K. K. DARROW

Bell Telephone Laboratories

CONDUCTIBILITÉS DANS LES GAZ

Arnaud DENJOY

Professeur à la Sorbonne

THÉORIE DES FONCTIONS DE VARIABLE RÉELLE

J. DUESBERG

Recteur de l'Université de Liège

BIOLOGIE GÉNÉRALE EN RAPPORT AVEC LA CYTOLOGIE

CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

729

EXPOSÉS DE PHYSIQUE THÉORIQUE

Publiés sous la direction de
M. LOUIS DE BROGLIE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne
Lauréat du Prix Nobel

XXVI

LES
ÉLECTRONS LOURDS
(MÉSOTONS)

PAR

JEAN-LOUIS DESTOUCHES



PARIS

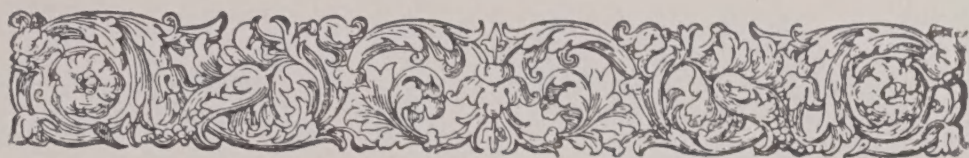
HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

—
1938

Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous pays.

COPYRIGHT 1938 BY LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C^{ie},
PARIS.



INTRODUCTION

AL'HEURE actuelle il n'est pas, en Physique, de question plus digne de passionner les chercheurs que celle de la découverte des électrons lourds. Le fait que la partie pénétrante des rayons cosmiques se trouve composée de ces corpuscules nouveaux revêt sans conteste un puissant intérêt. La mise en évidence expérimentale d'une nouvelle sorte de corpuscules a toujours constitué une étape importante dans le développement de la Physique : il suffit de citer les conséquences de la découverte du neutron ou de l'électron positif.

Bien que la question soit encore à son tout début, et que l'on ne possède jusqu'ici que quelques indications fragmentaires concernant les électrons lourds, les conséquences de cette découverte semblent devoir entraîner de telles révisions des notions fondamentales des théories quantiques, qu'il nous a paru intéressant de dresser dès maintenant un tableau des résultats acquis, tant expérimentaux que théoriques.

La première preuve expérimentale de corpuscules de masse intermédiaire entre celle de l'électron et celle du proton remonte à 1933 où M. Kunze ⁽¹⁾ en observant des rayons cosmiques à la chambre de Wilson a obtenu un cliché d'un tel corpuscule. Ce n'est qu'en 1936 que de tels corpuscules sont à nouveau signalés par MM. Anderson et Neddermeyer ⁽²⁾. Depuis de nombreux expérimentateurs ont obtenu des trajectoires de Wilson de ces corpuscules. D'autre part en 1935 M. Yukawa ⁽³⁾, pour expliquer les interactions entre protons et neutrons, a supposé l'existence de corpuscules sans spin de masse environ 100 fois celle de l'électron. La première idée qui vient à l'esprit est d'identifier les corpuscules de Yukawa avec les corpuscules observés expérimen-

talement. Mais cette identification qui semble probable ne peut encore être considérée comme certaine car on n'a encore aucune preuve expérimentale que les corpuscules observés ont un spin 0 ou 1. C'est un point que nous examinerons en détail.

La particularité qui semble la plus digne d'attention dans l'étude des électrons lourds est leur disparition. Sitôt qu'ils sont suffisamment ralentis par la matière qu'ils traversent, on ne les observe plus, soit que les appareils utilisés ne se montrent plus capables de les déceler, soit qu'ils se transforment en électrons ordinaires, ou bien encore qu'ils soient annihilés. Si l'une de ces deux dernières hypothèses se trouvait vérifiée, des problèmes qui semblent d'une importance considérable se poseraient, car il serait nécessaire d'introduire des considérations tout à fait nouvelles sur les caractères fondamentaux d'un corpuscule, sur la masse, sur la charge électrique.

D'ores et déjà la découverte de ces particules nouvelles nous oblige à reviser et à préciser la notion de corpuscule et à mettre en évidence les lois fondamentales qui régissent l'évolution des corpuscules. Ces résultats sont obtenus en nous servant de notre *Théorie structurale*. Cette théorie nous permet d'obtenir des résultats extrêmement généraux qui, bien que nous ne disposions que de faibles résultats expérimentaux, délimitent étroitement les possibilités. Nous verrons que deux hypothèses sont à retenir pour les électrons lourds qui, toutes deux, conduisent à de profondes modifications.

La théorie ayant ainsi déjà une forte prise, alors que la théorie du proton ou du neutron se trouve très en arrière, il est naturel de penser que le classement des faits expérimentaux pourra s'opérer plus aisément.

*
* *

C'est donc sur l'aspect théorique de la question qui apparaît d'un si haut intérêt que nous avons surtout insisté. Après un premier chapitre où nous avons exposé les résultats expérimentaux qui conduisent à prouver l'existence des électrons lourds, un second chapitre est consacré à l'examen plus précis de ces résultats en utilisant la formule de perte par ionisation. Nous montrons alors de quelle manière on a cherché à mesurer la charge et la masse de ces corpuscules.

Dans le troisième chapitre nous résumons les principes fondamentaux de la Théorie structurale et nous mettons en évidence les conséquences qu'elle entraîne pour les électrons lourds. Dans le dernier chapitre nous examinons à la lumière des résultats de la théorie structurale la théorie du passage des électrons lourds à travers la matière ; les modifications aux notions fondamentales de la Physique théorique que réclament les propriétés connues actuellement des électrons lourds sont énoncées pour terminer.

Nous avons laissé de côté la théorie de Yukawa ⁽³⁾ et celles qui en sont dérivées ⁽⁴⁾ concernant les forces nucléaires. C'est là un sujet assez distinct de celui de l'étude générale des électrons lourds : la liaison intime de ces sujets exige la preuve que les électrons lourds sont de spin 0, ± 1 et celle-ci n'est pas encore véritablement acquise. C'est pourquoi il nous a paru préférable dans cette première étude de nous tenir aux résultats expérimentaux et à la partie théorique la mieux assurée concernant les électrons lourds.

Nul doute que dans les prochains mois la question se précise et se développe, que de nombreux résultats nouveaux tant expérimentaux que théoriques soient acquis. Mais nous espérons que cet ouvrage qui expose les premiers résultats et les premières suggestions ne sera pas inutile et conduira de nombreux physiciens à s'intéresser à cette question qui semble devoir entraîner d'importants progrès des théories physiques.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. Existence d'électrons lourds. — Quoique les preuves expérimentales de la réalité des électrons lourds demandent à être encore complétées pour acquérir une entière certitude, il n'est pas douteux que tout un ensemble de phénomènes concernant les rayons cosmiques trouve une explication satisfaisante si l'on admet l'existence de corpuscules chargés de masse de l'ordre de 100 ou 200 fois celle de l'électron, la charge étant des deux signes et égale en valeur absolue à celle de l'électron. On pourrait, il est vrai, chercher à expliquer ces phénomènes en dotant l'électron dans certains cas de propriétés spéciales, mais, comme au nombre de ces propriétés figurerait nécessairement la possibilité d'avoir plusieurs états massiques, cette explication revient en fait à l'existence d'électrons lourds.

C'est dans les rayons cosmiques que ces nouveaux corpuscules apparaissent. Cependant on ne les observe que lorsqu'ils ont une grande vitesse par rapport à la matière qu'ils traversent ; on ne peut savoir encore ce qu'ils deviennent lorsqu'ils sont suffisamment ralentis. Ces corpuscules présentent probablement par rapport aux corpuscules déjà connus un certain nombre de propriétés nouvelles qu'on ne connaît encore que très vaguement. Dans les mois prochains de nombreuses précisions seront très certainement obtenues qui ne manqueront pas de modifier nos connaissances fragmentaires actuelles.

Commençons par examiner les résultats expérimentaux qui conduisent à admettre l'existence de nouveaux corpuscules, auxquels nous donnerons pour le moment, suivant le terme qui a été initialement adopté, le nom *d'électrons lourds*.

Aux Entretiens de Physique théorique de Varsovie (juin 1938) le nom de *yukons* a été proposé pour les désigner. Mais il nous

paraît préférable de désigner par *yukons* les corpuscules de masse 100 à 200 fois celle de l'électron et de spin 0 ou 1 imaginés par Yukawa et de garder provisoirement le terme d'électron lourd pour désigner des corpuscules de charge $\pm e$, de masse supérieure à celle de l'électron et de spin non-précisé. Ce n'est qu'une fois précisée la masse et les valeurs possibles du spin qu'il conviendra d'adopter une dénomination précise.

2. Clichés obtenus dans une chambre de Wilson. — Les rayons cosmiques observés à une altitude voisine de celle de la mer peuvent être divisés en deux groupes ⁽⁵⁾, le groupe mou, facilement absorbable constitué par des électrons, et le groupe dur, d'une pénétration beaucoup plus grande (plus de 10 cm de plomb). On construit un dispositif de déclenchement automatique de la chambre de Wilson au moment de l'arrivée d'un tel rayon, d'où des photographies de trajectoires. La chambre est placée dans un champ magnétique très intense et les corpuscules chargés décrivent des arcs d'hélices circulaires dont le rayon ρ du cercle de base dépend du rapport de la charge à la masse, soit e/m . Ces corpuscules chargés produisent des ions le long de leur trajectoire autour desquels des gouttelettes de brouillard se produisent ; plus d'ions sont produits, plus la trajectoire sur le cliché est épaisse. Pour des $H\rho$, qui ne dépassent pas 5.10^5 gauss cm. des trajectoires d'électrons et de protons se distinguent nettement (fig. 3). Les ions nécessitent de l'énergie pour être produits et cette énergie est prise à l'énergie cinétique de la particule qui se trouve progressivement ralentie. Plus la masse est grande, pour une charge e , plus le parcours est petit. L'étude des rayons H obtenus dans des transmutations fournit la valeur des parcours pour diverses énergies des protons incidents.

On constate alors sur certains clichés que les corpuscules observés ne sont pas des électrons, car le trait obtenu est très différent de celui d'un électron (beaucoup plus épais) et se rapproche de celui d'un proton, mais ils ne peuvent pas être des protons car les parcours sont beaucoup plus longs que ceux de protons dans les conditions où l'on s'est placé. L'interprétation la plus naturelle est d'attribuer les trajectoires observées à des corpuscules nouveaux : les électrons lourds. Sur la figure 3 nous avons figuré des électrons et protons, sur les autres planches des électrons lourds, sur la

figure 1 nous avons figuré pour un même rayon de courbure, correspondant à un même champ magnétique H , le produit $H\rho$ étant d'environ $3 \cdot 10^5$ gauss cm., l'aspect schématique de la trajectoire sur le cliché respectivement pour un électron, un proton, un électron lourd. Ce sont ces clichés qui fournissent la preuve la plus directe de l'existence des électrons lourds.

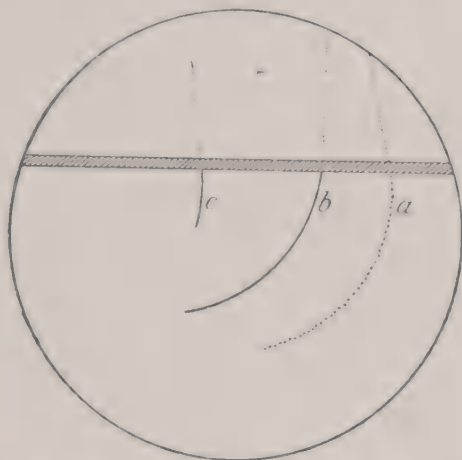


Fig. 1. — Aspect schématique des trajectoires à la chambre de Wilson pour différents corpuscules de même $H\rho$ (environ $3 \cdot 10^5$ gauss cm) : a) électron, b) électron lourd, c) proton.

Lorsque l'énergie de la particule incidente est extrêmement grande la valeur de la masse au repos n'intervient presque plus et l'on ne peut plus distinguer à quel corpuscule on a affaire.

3. Absorption d'un rayonnement corpusculaire. — Un autre type de mesure que l'on peut effectuer est celui de l'absorption d'un rayonnement à travers un écran. Ayant un procédé pour mesurer les intensités du rayonnement observé, on place sur le trajet de ce rayonnement divers écrans absorbants de différentes épaisseurs et de différentes matières.

Le ralentissement d'un corpuscule est dû, d'une part, à une perte d'énergie par production d'ionisation et d'excitation des atomes, d'autre part à des chocs inélastiques avec production de rayonnement. Ce dernier effet est surtout sensible pour des petites masses et devient négligeable pour des corpuscules de masse dépassant 100 fois celle de l'électron.

Des électrons de grande énergie sont rapidement freinés par le rayonnement produit, qui a pour conséquence la production de paires et de gerbes. Ainsi on sait qu'un électron de grande énergie

est absorbé assez rapidement, la perte d'énergie dT/dx est de l'ordre de l'énergie cinétique T (résultat d'Anderson) ⁽²⁾. En outre un proton perd assez rapidement son énergie par l'ionisation qu'il produit. Naturellement l'absorption dépend de l'énergie de la particule au moment où elle pénètre dans l'écran absorbant. Pour connaître cette énergie on utilise simultanément une chambre de Wilson et des écrans absorbants, placés soit dans la chambre, soit en dehors, ou bien les deux, avec des compteurs et déclenchement automatique de la chambre par ceux-ci au moment de l'arrivée d'un corpuscule qui traverse les écrans. On constate alors que le rayonnement corpusculaire observé est trop pénétrant pour être constitué par des électrons, l'absorption au lieu d'être telle que $\frac{dT}{dx} \cdot \frac{1}{T}$ soit de l'ordre de l'unité (l'épaisseur étant mesurée en centimètres) comme dans le cas des électrons est beaucoup plus faible ⁽⁶⁾. Les corpuscules observés ne peuvent pas non plus être des protons, car ils ne pourraient, avec l'énergie observée, traverser de telles épaisseurs d'écrans. Par exemple on observe des corpuscules traversant 14 cm de Pb, alors que des protons ayant même rayon de courbure dans le champ magnétique utilisé n'auraient pas un parcours supérieur à 1 cm. de plomb. Ceci nous conduit à conclure à l'existence d'une nouvelle particule de masse intermédiaire entre celle du proton et celle de l'électron.

Il y a une différence nette entre le ralentissement par ionisation et par production de rayonnement, car la production d'ions dépend du numéro atomique Z de l'absorbant par proportionnalité à Z tandis que la perte d'énergie due à la radiation est proportionnelle à Z^2 . Pour le groupe dur des rayons cosmiques on constate que l'absorption est proportionnelle à Z , ce qui montre que ces rayons ne sont pas constitués par des électrons ⁽⁷⁾.

Toutes ces raisons conduisent à admettre l'existence d'une nouvelle sorte de corpuscules.

Mais, tandis que pour de grandes énergies on constate que les rayons cosmiques ne sont pas absorbés comme le seraient des électrons, pour des énergies plus faibles (inférieures à $2 \cdot 10^8$ eV) il semble qu'on ne voit aucune différence avec l'absorption des électrons ordinaires ⁽⁸⁾. On en conclut que les électrons lourds ou bien ont disparu en étant capturés ou en étant annihilés ou bien qu'ils ont été transformés en électrons ordinaires, ou encore suivent en

dessous d'une certaine vitesse approximativement les lois d'absorption des électrons ordinaires.

4. **Conclusion.** — En discutant plus en détail les résultats expérimentaux il semble, à la lumière des théories actuelles et de leurs vérifications, qu'on ne peut considérer les électrons lourds comme une apparence due à ce que pour des grandes énergies les électrons ordinaires obéiraient à des lois d'interaction différentes. On ne peut encore être certain que tous les phénomènes puissent être expliqués avec seulement l'intervention d'une seule masse, si l'on suppose que ces corpuscules suivent les lois d'interaction habituelles de la Mécanique quantique.

D'après diverses mesures, en particulier celles faites en haute altitude ⁽⁹⁾, on doit conclure que la presque totalité des rayons cosmiques primaires seraient des électrons et positons ou des photons et que les électrons lourds seraient créés dans la haute atmosphère, soit suivant un processus de création par paires, soit suivant un processus de création individuelle.

Ainsi tout un ensemble de faits expérimentaux liés aux rayons cosmiques se sont trouvés progressivement dégagés. La manière la plus simple de les interpréter actuellement est de supposer l'existence de particules de masse intermédiaire entre celle du proton et celle de l'électron ; on ne peut encore préciser combien de valeurs de masse sont nécessaires pour avoir une explication correcte ; il est fort probable qu'une seule valeur suffit. La disparition possible de ces corpuscules aux faibles vitesses par rapport à la matière traversée conduit à penser que ces corpuscules nouveaux ont des lois de mouvement et d'interaction en partie différentes de celles des autres corpuscules. Des problèmes fondamentaux se poseront donc d'ici peu aux théoriciens. Il nous paraît qu'une révision de la notion de corpuscule se pose en premier lieu (révision esquissée dans la suite) et de nouveaux développements des théories atomiques sont à attendre. En particulier une étude de la notion de masse et la recherche des valeurs possibles pour les masses des corpuscules s'impose dès maintenant, mais ce sont des questions difficiles à aborder quant à présent.

II

IONISATION ET PARCOURS

1. Formule fondamentale. — Puisque ce sont des questions d'ionisation, de parcours, d'absorption, qui conduisent à admettre l'existence d'électrons lourds, nous devons examiner de près les lois qui régissent ces phénomènes, ou plus exactement les formules qui les décrivent de façon approximative.

La perte d'énergie cinétique par unité de longueur d'absorbant traversé est donnée par la formule bien connue ⁽¹⁰⁾

$$(1) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m v^2} \left(\text{Log} \frac{2m v^2 \omega}{\bar{E}^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

dans laquelle v représente la vitesse du corpuscule incident de masse M et de charge e , N le nombre d'atomes du corps absorbant par unité de volume dont le numéro atomique est Z ; \bar{E} est l'énergie moyenne d'ionisation d'un atome absorbant, ω est l'énergie maxima qui peut être communiquée à un électron dans un état stationnaire de la particule incidente dans une collision; e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron.

Cette formule tient compte des corrections de relativité par la correction de potentiels retardés (suivant la méthode de Möller) mais n'est pas strictement relativiste; de plus elle suppose que le corpuscule considéré suit une équation de Dirac, c'est-à-dire que le spin est supposé égal à $1/2$; si le spin avait une autre valeur la formule pourrait être légèrement différente. Pour de faibles valeurs de l'énergie les corpuscules suivent tous les mêmes lois quel que soit leur spin, car le spin n'intervient pas en mécanique ondulatoire non relativiste. Pour des énergies moyennes la correction de relativité principale est due aux potentiels retardés et à la variation de la masse avec la vitesse, mais pour de très grandes énergies la formule (1) ne peut prétendre à plus qu'une valeur indicative.

Le nombre d'ions produits est très approximativement proportionnel à la perte d'énergie donnée par la formule (1). MM. Corson et Brode ⁽¹¹⁾ ont vérifié sa validité et ont trouvé un accord satisfaisant, comme le montre la figure 2.

A cette perte d'énergie par ionisation vient s'ajouter une perte par production de radiation. Le rapport ⁽¹²⁾ des pertes d'énergie suivant les deux processus est donné par la formule :

$$(2) \quad \frac{-(dT/dx)_{\text{rad}}}{-(dT/dx)_{\text{coll}}} = \frac{Z(T + Mc^2)}{1300 mc^2} \left(\frac{m}{M}\right)^2$$

Pour des masses M grandes devant celle de l'électron m , la perte

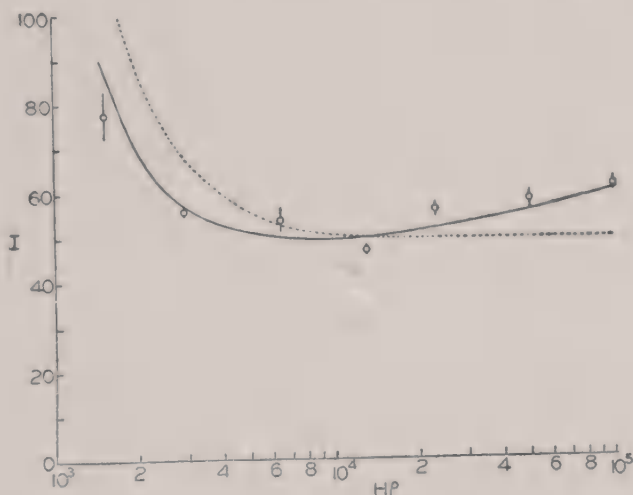


Fig. 2. — Courbe de l'ionisation spécifique en fonction de HP . I est le nombre de gouttelettes de brouillard par centimètre à 0° C et une pression de 760 mm. La courbe continue est la courbe théorique tirée de l'équation (1) (ou de l'équation (6)). La courbe en pointillé est celle en k/v^2 . Les points expérimentaux sont ceux de MM. CORSON et BRODE. Les lignes verticales représentent les erreurs probables sur les mesures.

par radiation ne devient sensible que pour de très grandes énergies. Dans le domaine d'énergie que nous allons considérer, la perte d'énergie par radiation pour un électron lourd sera faible devant la perte par ionisation. La formule précédente n'est valable naturellement qu'en supposant que le corpuscule considéré a son mouvement régi par une équation de Dirac. S'il obéit à une autre équation (cas d'un spin 1), la formule (2) se trouvera modifiée, mais le rapport des pertes demeure du même ordre de grandeur.

2. Expressions en fonction de $H\rho$. — Au moyen de clichés obtenus par photographies de trajectoires d'une chambre de Wilson, on n'obtient pas l'énergie de la particule, mais le rayon de courbure ρ de la trajectoire dans le champ magnétique H . Ce rayon est relié à la vitesse par la relation bien connue de la mécanique ponctuelle relativiste :

$$H\rho = \frac{Mv}{e\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

d'où l'on tire v en fonction du produit $H\rho$. Ainsi c'est ce produit et non ρ et H séparément qui intervient pour fixer la vitesse ainsi que les autres grandeurs mécaniques qui sont des fonctions de la vitesse. Puisque c'est la grandeur qui est directement mesurable c'est elle que l'on doit adopter comme paramètre et nous exprimons toutes les autres grandeurs fonction de la vitesse au moyen de ce paramètre. Pour simplifier l'écriture nous poserons :

$$(3) \quad u = H\rho$$

nous obtenons alors pour la vitesse :

$$(4) \quad v = \frac{ecu}{\sqrt{M^2c^2 + e^2u^2}}$$

M étant la masse de la particule considérée, e sa charge, u son $H\rho$, c la vitesse de la lumière.

Pour l'énergie cinétique nous avons :

$$(5) \quad T = c\sqrt{M^2c^2 + e^2u^2} - Mc^2.$$

Si e^2u^2/M^2c^2 est beaucoup plus petit que l'unité, les formules non relativistes sont suffisantes et nous avons :

$$v = \frac{e}{M} u \quad T = \frac{e^2u^2}{2M}.$$

Au contraire si la vitesse v est très voisine de celle de la lumière, c'est-à-dire si e^2u^2/M^2c^2 est beaucoup plus grand que l'unité, nous avons :

$$v = c\left(1 - \frac{M^2c^2}{2e^2u^2}\right); \quad T = ecu\left(1 + \frac{M^2c^2}{2e^2u^2}\right) - Mc^2$$

qui pour des énergies très grandes donnent simplement :

$$v = c \quad T = ecu.$$

Si l'on adopte comme système d'unités le système c.g.s., T se

trouve mesuré en ergs, la charge étant mesurée en unités électromagnétiques si $u = H\rho$ est mesuré en u.é.m. ; pour passer de la valeur de T en erg à la mesure de l'énergie en électrons volts, il suffit de se servir de la relation :

$$V = \frac{T}{e} 10^{-8} = \frac{T}{1,6} 10^{12}.$$

En remplaçant v par son expression en fonction de u , d'après (4) dans la formule (1), nous obtenons :

$$(6) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi e^2 NZ}{mc^2 u^2} (e^2 u^2 + M^2 c^2) \left(\text{Log} \frac{2mve^2 u^2}{E^2 M^2} - \frac{e^2 u^2}{e^2 u^2 + M^2 c^2} \right)$$

Ces différentes formules sont celles qui vont nous servir pour préciser les propriétés des électrons lourds. Si, en effet, la preuve de leur existence au moyen de photographies de chambres de Wilson permet d'affirmer directement que l'on ne peut les attribuer à des électrons normaux ou à des protons, aucune précision ne peut être énoncée sans faire intervenir les formules que nous venons d'écrire. C'est là un fait général que les résultats expérimentaux ne prennent leur véritable signification que par comparaison avec une théorie.

3. Mesure de la charge d'un électron lourd. — Pour définir un corpuscule il est nécessaire de se fixer les éléments qui le déterminent théoriquement. Ces éléments sont, comme nous le verrons dans le prochain chapitre, la masse, la charge et l'ensemble des valeurs possibles du spin. De sorte que toute précision concernant les électrons lourds devra consister à déterminer le mieux possible leurs éléments fondamentaux.

Pour mesurer ces éléments à l'heure actuelle nous n'avons que la mesure des $H\rho$ et les mesures d'absorption et d'ionisation. Nous n'avons donc aucune mesure directe de la masse, de la charge, des valeurs possibles du spin, aussi n'obtiendrons-nous que des résultats assez imprécis.

Si nous observons des corpuscules de très grands $H\rho$, c'est-à-dire de très grandes énergies, les formules (1), (5), (6) nous montrent que la masse au repos n'intervient pour ainsi dire plus et les résultats sont les mêmes que l'on ait affaire à un électron, à un proton, à un corpuscule de masse intermédiaire entre celles du proton et de l'électron. Si la charge des électrons lourds est la même

que celle des électrons et des protons (en valeur absolue), nous ne devons jamais trouver de trajectoire de particules rapides de rayons cosmiques qui présentent une différence avec l'aspect de la trajectoire d'un électron de même $H\rho$; au contraire si les électrons lourds avaient une charge nettement différente de celle de l'électron, on observerait des trajectoires plus épaisses ou plus minces que celle d'un électron dans les mêmes conditions. En effet si le corpuscule incident a une charge ε différente de e , nous aurons dans le premier facteur du second membre de l'équation (1), $\varepsilon^2 e^2$ au lieu de e^4 , et dans (6), $e^2 u^2$ est à remplacer partout par $\varepsilon^2 u^2$. Pour une grande valeur de u donnée, si ε était par exemple le double de e on aurait quatre fois plus d'ions formés. Bien qu'il soit difficile d'apprécier une ionisation, on pourrait déceler, paraît-il, une telle différence. Tous les clichés de particules à grandes valeurs de $H\rho$ ont le même aspect et aucun ne se distingue nettement de ceux obtenus dans les mêmes conditions, ce qui prouve que tous les corpuscules observés ont approximativement la même charge. En outre le nombre d'ions observés ⁽¹¹⁾ correspond bien à celui auquel on doit s'attendre pour un électron ; on en conclut que cette charge est approximativement celle de l'électron.

Cependant ce n'est là qu'une indication, car rien ne prouve que les corpuscules observés comprennent une partie constituée d'électrons lourds. Des clichés obtenus par MM. Anderson et Neddermeyer⁽²⁾ viennent confirmer que la valeur de la charge est bien approximativement égale à celle d'un électron. Sur ces clichés on voit en effet une trajectoire rectiligne mince qui se continue après le passage d'une lame de plomb suivant une trajectoire d'électron lourd. Comme les trajectoires sont en prolongement on en conclut que ce sont celles d'un même corpuscule avant et après traversée de l'écran de plomb. Comme la partie presque rectiligne (fig. 6), qui correspond à un grand $H\rho$, a le même aspect que la trajectoire d'un électron de grande énergie, on en conclut que la charge d'un électron lourd est voisine de celle d'un électron. Comme on n'a jamais observé que des multiples de la charge de l'électron et aucune charge légèrement supérieure ou inférieure à celle-ci, on est conduit à admettre que la charge des électrons lourds est la même que celle de l'électron. Il semble difficile d'avoir un moyen d'effectuer une mesure précise de cette charge, et comme d'autre part aucune théorie ne vient à l'heure actuelle établir que toutes les charges des corpus

cules élémentaires sont égales, nous ne pouvons aller au delà des conclusions qui précèdent.

On observe des électrons lourds ayant des charges des deux signes, en proportion qui semble à peu près égale. Il existe donc des électrons lourds positifs et des électrons lourds négatifs.

4. Mesure de la masse d'un électron lourd au moyen du ralentissement. — La valeur de la masse d'un électron lourd ne peut être obtenue, comme la valeur de la charge, que par des moyens indirects basés sur la perte d'énergie dans le passage à travers un écran, sur le nombre d'ions produits, sur le parcours observé. La valeur de la masse ne peut par suite être connue qu'avec une assez large imprécision. Cependant une telle imprécision ne sera, espérons-nous, que provisoire. Il existe en effet une possibilité de mesure directe au moyen d'un choc avec un autre corpuscule, par exemple un électron, mais il est nécessaire pour cela que l'électron lourd incident n'ait pas une énergie trop grande, de façon que son énergie au repos Mc^2 ne soit pas trop faible devant son énergie cinétique. On n'a pas encore observé de collisions permettant de calculer la masse. Mais on peut espérer que la chance sourira aux expérimentateurs et qu'ils finiront par obtenir des clichés de collision se prêtant à une mesure.

A l'heure actuelle MM. Leprince-Ringuet et Crussard ⁽⁶⁾ n'ont observé qu'une seule collision au sein du gaz entre une particule rapide et un électron, malheureusement l'énergie de la particule incidente était trop grande pour qu'on ait pu calculer sa masse; cette énergie était d'environ $10^{10}eV$. Il n'a même pas été possible de savoir si on a affaire à un électron, un proton, un électron lourd. M. J. G. Wilson ⁽¹³⁾ a obtenu aussi un cliché du même genre.

En dehors de cette méthode de l'examen d'une photographie de collision dans le gaz de la chambre de Wilson, la méthode la moins imprécise est de calculer la masse à partir du ralentissement subi par un électron lourd à travers une plaque de plomb placée dans une chambre de Wilson. MM. Nishina, Takeuchi, Ichimya ⁽¹⁴⁾ ont essayé d'obtenir des photographies de trajectoires d'électrons lourds passant à travers une plaque de plomb de 3,5 cm. Un cliché se prêtait particulièrement à la mesure : la valeur du $H\rho$ avant la plaque est de $7,4 \cdot 10^5$ gauss cm et après la plaque de $4,9 \cdot 10^5$ gauss cm. Si l'on fait l'hypothèse que le ralentissement est uni-

quement dû à l'ionisation produite, à partir de la formule (6) on peut obtenir la valeur de la masse.

Désignons par x l'épaisseur de la plaque, par u_0 la valeur initiale de $H\rho$, par u_1 la valeur à la sortie de la plaque, par $F(u, M)$ le second membre de la relation (6), nous obtenons :

$$(7) \quad x = \int_{u_1}^{u_0} \frac{dT(u)}{F(u, M)}$$

en explicitant l'expression de dT en fonction de u et en remplaçant $F(u, M)$ par son expression donnée par (6) on a une équation dont la seule inconnue est M . On a comme expression de dT :

$$dT(u) = \frac{ce^2 u du}{\sqrt{M^2 c^2 + e^2 u^2}}.$$

Cette équation (7) ne se résoud pas immédiatement par une transformation analytique simple, mais on peut la résoudre par approximations successives, ou graphiquement au moyen d'un réseau de courbes.

On commence par calculer la perte d'énergie subie pour une masse M_0 , puis pour une masse M_1 , etc., jusqu'à encadrer la valeur mesurée, et l'on prend des masses encadrant d'une manière de plus en plus serrée la valeur expérimentale. Les auteurs cités trouvent alors que la masse de l'électron lourd qu'ils ont observé est comprise entre $1/7$ et $1/10$ de celle du proton ou encore est comprise entre 185 et 260 fois celle de l'électron. Pour une telle masse la perte d'énergie par radiation est faible devant la perte d'énergie par ionisation pour les valeurs de $H\rho$ considérées ; seuls des phénomènes nucléaires pourraient intervenir, il semble qu'ils absorberaient une grande partie de l'énergie, que des corpuscules seraient probablement projetés et il est fort probable que de tels phénomènes ne se sont pas produits dans le cas examiné. Si la perte d'énergie n'était pas entièrement due à l'ionisation, la valeur de la masse indiquée serait trop grande. On n'a donc ainsi qu'une borne supérieure de la masse. En la convertissant en grammes on obtient :

$$M \leq (2 \pm 0,3) \cdot 10^{-25} \text{ gr.}$$

5. Mesure de la masse au moyen de l'ionisation. — On peut mesurer la masse, mais avec une précision moins grande que par la méthode précédente, en mesurant le nombre d'ions formés et en le comparant à celui que produirait un électron de

même $H\rho$. L'imprécision est double : d'une part pour compter plus facilement le nombre d'ions on déclanche la chambre plus tard, d'où une imprécision sur la valeur du $H\rho$, et d'autre part il est malaisé de compter le nombre d'ions et surtout d'apprécier celui qu'aurait donné un électron. Cependant un certain nombre de mesures ont été effectuées par cette méthode. MM. Street et Stevenson ⁽¹⁵⁾ ont trouvé pour un électron lourd de $H\rho = 10^5$ une ionisation 6 fois plus grande que pour un électron ; ils concluent à une masse de l'ordre de 130 fois celle de l'électron ; En tenant compte de la formule (6) complète pour l'évaluation du nombre d'ions, MM. Corson et Brode ⁽¹¹⁾ estiment que ce nombre est trop faible et doit être de l'ordre de 160. Ces derniers auteurs ont effectué eux-mêmes un certain nombre de mesures, en comptant le nombre de gouttelettes de brouillard formées à la suite du passage du corpuscule. Une mesure leur donne ainsi une masse de 250 fois celle de l'électron et une autre 200 fois.

RÉSULTATS DES MESURES DE LA MASSE DES ÉLECTRONS LOURDS

Méthode de mesure	Auteurs	Valeur de la masse	Signe de la charge du corpuscule
Mesures par perte d'énergie à travers un écran	Nishina, Takeuchi, Ichimya	$(225 \pm 40) m_0$	Borne supérieure
	Anderson et Neddermeyer	240	
Mesures par ionisation	Street et Stevenson (corrigé)	$160 m_0$	—
	Corson et Brode { 1) 2)	$250 m_0$	
		$200 m_0$	
	Williams et Pickup { a) b) c) d)	$(220 \pm 50) m_0$	
		$> 430 m_0$	
		$(190 \pm 60) m_0$	
		$(160 \pm 30) m_0$	
	Valeur moyenne de a, c, d	$(190 \pm 30) m_0$	+
	Valeur moyenne des différentes mesures	$(200 \pm 30) m_0$	
	Soit en gr. :	$(1,8 \pm 0,3) 10^{-25}$ gr.	

Des mesures d'ionisation du même genre ont été effectuées par

MM. Williams et Pickup ⁽¹⁶⁾. Ils ont obtenu quatre clichés leur permettant d'évaluer la masse. A part l'un qui leur donne une masse supérieure à 430 fois celle de l'électron, ils obtiennent pour les trois autres, en désignant par m_0 la masse de l'électron :

$$(220 \pm 50) m_0, (190 \pm 60) m_0, (160 \pm 30) m_0.$$

D'autre part, des mesures sur le nombre d'électrons secondaires produits par des particules de rayons cosmiques conduisent à fixer comme borne inférieure de la masse d'un électron lourd $100 m_0$.

Nous pouvons résumer les différents résultats concernant la masse des électrons lourds dans le tableau ci-dessus.

6. Parcours d'un électron lourd. — A partir de la formule (7), pour une valeur fixée de la masse, on peut calculer le parcours d'un électron lourd traversant un milieu matériel, par exemple une plaque de plomb, ayant une valeur initiale donnée du $H\rho$. Inversement d'une mesure de parcours on peut déduire une borne supérieure de la masse.

Si l'on connaît la perte d'énergie pour une valeur u_1 de $H\rho$, on peut en déduire aisément la valeur de la perte pour une valeur u_2 voisine. A partir de la formule (6) on obtient facilement :

$$(8) \quad \frac{\left(\frac{dT}{dx}\right)_1}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_2} = \frac{u_2^2}{u_1^2} \cdot \frac{e^2 u_1^2 + M^2 c^2}{e^2 u_2^2 + M^2 c^2} (1 + \alpha)$$

avec

$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Log} \frac{u_1}{u_2} + \frac{M^2 c^2 (u_2^2 - u_1^2)}{(e^2 u_1^2 + M^2 c^2)(e^2 u_2^2 + M^2 c^2)}}{\operatorname{Log} \frac{2 m e^2 \omega u_2^2}{E^2 M^2} - \frac{e^2 u_2^2}{e^2 u_2^2 + M^2 c^2}}.$$

Adoptons comme valeur de la masse $1/8$ de celle du proton, soit $2,1 \cdot 10^{-25}$ gr. et choisissons pour valeur de $(dT/dx)_2$ celle correspondant au cas examiné par MM. Nishina, Takeuchi, Ichimya. Par une intégration approchée nous pouvons calculer le parcours à travers un écran de plomb d'un tel corpuscule. Nous obtenons le tableau qui figure à la page suivante ⁽¹⁷⁾ :

Si nous comparons les résultats de ce tableau basés sur les expériences de MM. Nishina, Takeuchi, Ichimya ⁽¹⁴⁾ avec les résultats

obtenus par MM. Crussard et Leprince-Ringuet ⁽⁶⁾, nous constatons un bon accord. En effet ceux-ci observent des corpuscules capables

$H\rho = u$ u en 10^6 gauss cm.	Énergie		Perte d'énergie dT/dx en 10^6 volts/cm.	Parcours R en cm. de plomb
	T en 10^{-6} erg.	V en 10^6 volts		
1	6,05	3,8	212	0,015
1,4	11,8	7,5	116	0,04
2	24	15	63	0,15
4	82	51	25,5	1,2
4,9	114	71	21,3	2,1
5	116	72,5	20,9	2,2
5,3	126	79	20	2,5
6	158	99	18,5	3,5
6,3	168	105	18	3,9
6,8	188	118	17,5	4,6
7,4	214	134	17	5,5
10	326	204	13,8	10,3
12	413	258	13,6	14
13	460	290	13,4	15,6
14	505	316	13,2	18,5

de traverser 14 cm. de plomb, en signalent avec un $H\rho$ de $14 \cdot 10^5$ gauss cm. D'après le tableau précédent le parcours d'un tel corpuscule serait de 18,5 cm et la valeur minima pour le $H\rho$ d'un corpuscule capable de traverser 14 cm de plomb serait de $12 \cdot 10^5$. Mais un tel corpuscule ne doit pas sortir sans vitesse du plomb, car il a encore à franchir les parois de la chambre de Wilson et un compteur, soit encore environ 0,5 à 1 cm de plomb. En outre si nous tenons compte des résultats expérimentaux de M. Blackett ⁽⁸⁾ d'après lesquels en dessous d'une certaine énergie cinétique les électrons lourds seraient absorbés de la même manière qu'un électron ordinaire, le parcours pourrait être réduit de 3 cm environ. Un électron lourd de $H\rho$ égal à $14 \cdot 10^5$ aurait alors un parcours d'environ 15 à 16 cm, ce qui correspond bien à l'observation.

Ceci nous permet de conclure que les corpuscules observés par MM. Leprince-Ringuet et Crussard sont les mêmes que ceux observés par les différents auteurs, en particulier par MM. Nishina, Takeuchi, Ichimya ; en outre la plus grande valeur indiquée par ces derniers auteurs, $1/7$ du proton, semble trop grande, elle ne

pourrait guère dépasser $1/8$, soit $2,1 \cdot 10^{-25}$ gr., ou encore $230 m_0$, m_0 étant la masse de l'électron.

7. Variation du rayon de courbure avec le ralentissement. — Si le corpuscule est ralenti, son rayon de courbure diminue. Son expression en fonction de l'énergie cinétique se tire de la formule (5) ; la masse y figure. Si on peut mesurer la variation du rayon de courbure le long d'une trajectoire, on a la valeur du ralentissement à travers une certaine épaisseur de gaz de la chambre, de même qu'en mesurant le rayon avant et après une plaque de plomb on avait une mesure du ralentissement du corpuscule à travers la plaque. On peut donc, de même que dans le cas précédent, en tirer la valeur approximative de la masse en se servant de la formule (6). Toutefois l'incertitude sera beaucoup plus grande, car la mesure de la variation d'une courbure est difficile, cependant on peut la mesurer aux deux extrémités de la trajectoire inscrite sur le cliché. MM. A. J. Ruhlig et H. R. Crane ⁽¹⁸⁾ ont mesuré la variation de courbure et en ont déduit que la masse était de 90 à 150 fois celle de l'électron, soit $1/12$ à $1/20$ de celle du proton. Ce nombre s'accorde avec celui de MM. Street et Stevenson ⁽¹⁵⁾ ; il est approximativement moitié de celui indiqué plus haut, mais la valeur obtenue ici est encore plus imprécise que par les autres procédés indiqués. Ce résultat ne suffit donc pas pour conclure à au moins deux types d'électrons lourds, les uns ayant une masse environ moitié de celle des autres. Il est beaucoup plus probable que MM. Ruhlig et Crane ont examiné un cliché d'électron lourd du même type que ceux rencontrés par les autres expérimentateurs, c'est-à-dire d'une masse d'environ 200 fois celle de l'électron, et qu'une erreur s'est introduite par suite de la difficulté à faire une mesure précise des rayons de courbure. Il semble donc que tous les électrons lourds observés expérimentalement ont la même masse de l'ordre de 200 fois celle de l'électron.

Cependant on ne peut pas encore conclure qu'il n'y a qu'un seul type d'électron lourd. C'est ainsi que M. Bhabha ⁽¹²⁾ indique que, pour expliquer les effets des rayons cosmiques observés au niveau de la mer par MM. Bowen, Millikan et Neher ⁽⁹⁾, il serait nécessaire de faire intervenir des corpuscules de masse environ 10 fois celle de l'électron, mais ces corpuscules n'ont à l'heure actuelle qu'une existence hypothétique, peu vraisemblable.

8. Conclusion. — Nous pouvons résumer les résultats de ce chapitre en disant qu'il semble assez bien assuré que des électrons lourds, ayant pour charge $+e$ et $-e$ existent. La théorie des gerbes paraît se vérifier jusqu'à 10^{10} eV dans l'air, et un changement dans les lois d'absorption des électrons ne serait pas compatible avec l'effet de latitude observé pour les rayons cosmiques au niveau de la mer ; on ne peut donc expliquer les photographies obtenues comme celles d'électrons ayant des lois d'interaction différentes de celles habituelles, et l'on doit admettre l'existence de particules nouvelles de masses intermédiaires entre celle de l'électron et celle du proton ; en ne tenant compte que des photographies, c'est d'ailleurs l'hypothèse la plus naturelle.

La perte d'énergie pour ces corpuscules à travers la matière semble due principalement à l'ionisation produite ; les pertes par émission de radiation seraient beaucoup plus faibles pour les valeurs de $H\rho$ considérées.

L'accord entre les résultats de MM. Nishina, Takeuchi, Ichimiya et de MM. Leprince-Ringuet et Crussard semble bien indiquer que l'ionisation est à peu près seule à intervenir dans le ralentissement et que la valeur de la masse indiquée par le premier groupe d'auteurs semble acceptable. Cette valeur quoique un peu élevée s'accorde assez bien avec celles des autres auteurs : MM. Anderson et Neddermeyer, Corson et Brode, Williams et Pickup ; elle s'accorde moins bien avec celles de MM. Street et Stevenson, Ruhlig et Crane, qui trouvent une valeur sensiblement plus faible. Il semble cependant qu'on ait ainsi obtenu diverses valeurs approchées d'une seule masse. On n'aurait donc mis expérimentalement en évidence qu'un seul type d'électrons lourds. La charge de ces corpuscules serait $+e$ et $-e$, e désignant la charge de l'électron et leur masse d'environ 200 fois celle de l'électron ; en acceptant les diverses mesures avec les erreurs indiquées par leurs auteurs on serait conduit à dire que la masse des électrons lourds est de $(200 \pm 30) m_0$, m_0 étant la masse de l'électron, soit en grammes $(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-25}$ gr. Actuellement il est impossible de conclure d'une façon plus précise.

LA THÉORIE STRUCTURALE ET LES ÉLECTRONS LOURDS

1. Problèmes fondamentaux posés par la notion d'électron lourd. — L'existence d'électrons lourds qui ne sont peut-être pas tous du même type (éventuellement plusieurs valeurs pour la masse et pour le spin) pose un certain nombre de problèmes fondamentaux, tant sur la notion même de corpuscule, que sur les équations d'ondes qui leur sont associées et sur les lois d'interaction.

La découverte de corpuscules de types de plus en plus variés oblige à préciser la notion de corpuscule elle-même. Tant que nous n'avions à faire intervenir que les électrons, protons, photons, la notion de corpuscule n'avait besoin d'être autrement précisée, mais actuellement avec la découverte du neutron et de l'électron positif, l'hypothèse du neutrino, la découverte des électrons lourds, il faut que l'on puisse dire nettement ce que l'on entend par « corpuscule ». Il faut ensuite spécifier quels éléments il faut se donner pour déterminer théoriquement un corpuscule. La multiplicité des valeurs des masses conduit à se demander s'il existe des relations entre elles, s'il y a une sorte de quantification des valeurs possibles des masses. Tant que n'intervenaient que les masses du proton, et de l'électron, une telle question passait au second plan, mais, si nous rencontrons diverses valeurs pour les masses des corpuscules, cette question devient préoccupante. L'esprit admet difficilement l'absence de liaisons entre les phénomènes et cherche toujours une cause aux phénomènes observés. Ce n'est que lorsqu'on lui démontre l'impossibilité d'une relation qu'il se résout à admettre qu'il n'en existe pas. Actuellement il n'est aucun élément qui nous permette de parvenir à des relations entre les masses des corpuscules, mais il n'en est également aucun qui nous conduise à l'idée de leur impossibilité.

Aussi avons-nous tendance à penser qu'il existe des relations entre les diverses masses et qu'une théorie plus évoluée nous permettra de les obtenir. De telles relations sont d'un type tout différent de celles données par les théories quantiques ; en effet celles-ci sont du type cinématique, la cinématique de la mécanique ponctuelle est remplacée par quelque chose d'autre, mais les notions de charge et de masse sont transposées directement des théories classiques et ne figurent que comme des paramètres numériques arbitraires dans les équations quantiques. Ce ne peut donc être une théorie quantique actuelle qui nous fournisse des relations entre les valeurs des masses.

Nous pourrions au contraire répondre aux autres questions fondamentales que pose la considération d'électrons lourds : définition d'un corpuscule, éléments qui déterminent un corpuscule, mouvement dans un champ de forces donné. Nous pourrions aussi aborder le problème de l'interaction de deux corpuscules, mais sans aboutir complètement. Ces questions peuvent en effet être résolues uniquement par des considérations de type cinématique. Cependant nous ne saurions les résoudre au moyen des théories quantiques habituelles. Elles ne peuvent être abordées qu'en procédant à une critique des fondements des théories physiques, critique dont le résultat doit être d'envisager les théories physiques sous un angle nouveau et de permettre l'édification d'une théorie nouvelle qui permette de résoudre les questions fondamentales du genre de celles que nous nous sommes posées. Nous avons pu mener à bien cette étude critique qui se trouve développée dans notre ouvrage « Principes fondamentaux de Physique théorique » ⁽¹⁹⁾ qui est le développement des leçons que nous avons faites au Collège de France comme Chargé du cours de la Fondation Peccot. Nous sommes conduit à mettre toujours en évidence des structures abstraites, d'où le nom de « Théorie structurale » que nous avons donné à notre conception. Nous ne l'exposerons pas complètement ici, nous nous bornerons aux parties qui ont un rapport étroit avec les électrons lourds, de façon à indiquer à quelles conclusions théoriques il est possible à l'heure actuelle de parvenir.

2. Les notions fondamentales de la théorie structurale. — Le but essentiel d'une théorie physique est de prévoir les résultats

de mesures ultérieures à partir de certains résultats de mesures effectuées à un certain instant t_0 . D'une façon plus précise, pour pouvoir constituer une théorie physique il est nécessaire qu'il existe à chaque instant t au moins une grandeur physique A telle qu'à partir du résultat a d'une mesure effectuée à cet instant on puisse faire des prévisions pour l'évolution ultérieure du système. Cette dernière expression signifie qu'il existe des grandeurs B telles qu'on puisse donner une loi de probabilité des valeurs que prendra cette grandeur. C'est la manière la plus large d'envisager des prévisions. Dans le cas où l'on pourra prévoir exactement la valeur que prendra à un instant t_1 une grandeur B , nous dirons qu'à cet instant on peut faire des prévisions certaines pour cette grandeur B .

Naturellement les considérations qui précèdent supposent que l'on a acquis les notions de système physique, d'observateur, d'appareil de mesure, de mesure, de résultat d'une mesure, de temps : l'introduction de ces notions fait l'objet de la première partie de la « Physique structurale ». Pour ne pas nous écarter de notre sujet nous supposerons ces notions acquises renvoyant le lecteur à notre ouvrage déjà indiqué : « Principes fondamentaux de Physique théorique », s'il désire examiner de quelle façon elles sont introduites.

Le premier théorème fondamental ⁽²⁰⁾ de notre théorie est le suivant :

THÉORÈME I. — *A chaque instant on peut définir, pour tout système physique observé par un observateur Ob, un élément abstrait X , dit élément de prévision, qui ne dépend que de l'instant t considéré, de l'instant t_0 de la mesure initiale, du résultat a de cette mesure.*

Aux résultats de mesure a on peut faire correspondre des éléments abstraits X_0 du même genre que les X . La possibilité de faire des prévisions constitue le postulat essentiel de la Physique théorique, il se formalise de la façon suivante : il existe des fonctions $p_B(b, t; A, a, t_0)$ qui définissent la probabilité pour que la grandeur B ait la valeur b à l'instant t , sachant que la grandeur A avait à l'instant t_0 où on l'a mesurée la valeur a . Le théorème I joint à la convention d'adjoindre des éléments X_0 peut se formuler.

$$p_B(b, t; A, a, t_0) = F_B(b, X) \quad \text{et} \quad X = X(t; t_0, X_0), \quad X_0 = X_0(A, a).$$

Le théorème I a pour effet de scinder en deux parties l'étude de l'évolution d'un système physique : 1° étude des éléments X , ou étude de l'évolution ; 2° étude des fonctions F_B qui sont indépendantes du temps ou étude des probabilités des valeurs des grandeurs. Ces caractères se trouvent nécessairement dans toute théorie physique. En mécanique ondulatoire les éléments X sont les fonctions d'ondes et les fonctions F_B sont définies par le principe de décomposition spectrale.

Ensuite nous devons tenir compte des conditions de stabilité. Elles traduisent le fait qu'une faible erreur accidentelle sur la mesure de la grandeur A n'entraîne qu'une faible erreur sur les prévisions. Ces conditions de stabilité imposent que les fonctions F_B soient des fonctions continues de X , que X soit une fonction continue de t , t_0 , X_0 et enfin que X_0 soit une fonction continue de a . Ces considérations de continuité exigent que les éléments X appartiennent à un espace abstrait (\mathfrak{X}). Les X_0 peuvent être choisis de telle façon que l'on ait

$$X(t_0; t_0, X_0) = X_0.$$

Ceci étant, on peut considérer les X comme les transformés des X_0 et définir dans l'espace (\mathfrak{X}) une famille de transformations $\mathfrak{U}(t, t_0)$ telles que :

$$X(t; t_0, X_0) = \mathfrak{U}(t, t_0)X_0.$$

Les $\mathfrak{U}(t, t_0)$ sont appelés opérateurs d'évolution. Ils sont indépendants de la mesure effectuée et ne dépendent que du système physique considéré et des instants t et t_0 .

3. Principe des prévisions certaines. — Aux grandeurs physiques que nous avons considérées jusqu'à maintenant, qui seront dites « grandeurs physiques réelles », on peut adjoindre des éléments abstraits que l'on appellera « grandeurs virtuelles », de telle façon qu'à chaque instant t il y ait, quelle que soit la mesure initiale, une grandeur au moins, réelle ou virtuelle, pour laquelle on effectue une prévision précise. En fait ces grandeurs virtuelles ne seront pas des éléments abstraits quelconques, mais leurs résultats de mesure seront définis comme des fonctions des résultats de grandeurs réelles. On n'a donc là qu'une extension de la notion de grandeur physique.

Un postulat fondamental doit alors être introduit. Nous lui avons donné le nom de PRINCIPLE DES PRÉVISIONS CERTAINES ⁽²¹⁾ :

Une prévision certaine pour une grandeur B obtenue pour un instant t est équivalente, comme condition initiale en vue de prévisions ultérieures, au résultat de la mesure de B effectuée à cet instant.

Les grandeurs virtuelles étant définies arbitrairement, on peut les définir de telle manière que le principe précédent soit satisfait. Au contraire, pour les grandeurs réelles, c'est l'expression d'une loi physique et ce n'est pas un postulat conventionnel. Il est naturel de l'admettre, car c'est lui qui introduit l'équivalence d'un résultat théorique et d'un résultat expérimental : on peut l'envisager comme exprimant qu'un résultat prévu avec exactitude est équivalent, en tant que donnée initiale, au résultat expérimental obtenu en effectuant la mesure prévue avec exactitude. Rejeter ce postulat serait rejeter l'accord de la théorie et de l'expérience. On peut encore dire qu'une théorie adéquate satisfait d'elle-même à ce postulat ; l'admettre, c'est donc supposer que la théorie dont on s'occupe est adéquate, or la physique théorique ne se propose (du moins raisonnablement) que l'étude des théories adéquates, donc ce postulat devra toujours être satisfait.

Le principe des prévisions certaines a des conséquences très importantes : en premier lieu il introduit une certaine structure pour les opérateurs d'évolution. On voit en effet que pour trois instants quelconques rangés dans un ordre croissant, $t_0 \leq t_1 \leq t$ on aura la relation

$$(1) \quad \mathcal{U}(t, t_0) = \mathcal{U}(t, t_1) \cdot \mathcal{U}(t_1, t_0).$$

Lorsque les opérateurs \mathcal{U} ne dépendent de t et t_0 que par $t - t_0$ on dit que le système observé n'est pas soumis à des actions extérieures dépendant du temps. La relation (1) exprime dans ce cas que les opérateurs \mathcal{U} constituent un groupe à un paramètre dit *groupe d'évolution*.

En vertu des conditions de stabilité les opérateurs d'évolution sont des fonctions continues de t et de t_0 ; la relation (1) permet de démontrer que ce sont des fonctions dérivables de t et qu'on a la relation :

$$(2) \quad \frac{d\mathcal{U}}{dt} = \mathcal{H}(t)\mathcal{U}$$

$\mathcal{H}(t)$ est un opérateur qui définit une transformation dans l'espace des (\mathcal{X}) , espace qui a été au besoin complété par des éléments abstraits pour le rendre linéaire. Cet opérateur est la partie

principale par rapport à l'accroissement Δ de l'opérateur

$$U(t + \Delta t, t) = 1.$$

A l'équation (2) entre les opérateurs d'évolution correspond une équation entre les éléments de prévision $X(t, t_0, X_0)$; on a en effet :

$$(3) \quad \frac{dX}{dt} = \mathcal{H}(t)X.$$

C'est l'équation d'évolution du système observé. La donnée de l'opérateur $\mathcal{H}(t)$ détermine les éléments X à l'instant t en fonction de X_0 qui joue le rôle de constante d'intégration.

Ainsi le principe des prévisions certaines a pour conséquence que *les éléments de prévision satisfont à une équation différentielle du premier ordre par rapport au temps*. Dans toute théorie physique nous aurons une telle équation pour caractériser l'évolution des systèmes observés (en mécanique classique c'est l'équation de Jacobi, en mécanique ondulatoire c'est l'équation d'ondes, dans la théorie du mouvement brownien c'est l'équation de diffusion). L'équation (3) est donc l'équation universelle d'évolution d'un système physique. Elle fait comprendre l'origine des équations différentielles ou aux dérivées partielles par rapport au temps en physique.

4. La notion de corpuscule. — Pour un observateur donné l'évolution du système qu'il observe est déterminée uniquement par l'opérateur $\mathcal{H}(t)$. Dans le cas où le système n'est pas soumis à des actions extérieures dépendant du temps cet opérateur est, comme on le vérifie facilement, indépendant du temps. La notion essentielle qui conduit à l'atomisme est celle de morcellement d'un système physique. L'atomisme en effet suppose que tout morcellement est fini et déterminé, et que les parties insécables ne sont que d'un petit nombre de types, deux parties du même type étant indiscernables. L'insécabilité d'un système ou d'une partie d'un système dépend des moyens mis en œuvre pour tenter d'effectuer un morcellement. Par exemple un noyau atomique nous apparaîtra insécable si nous n'avons à notre disposition aucun procédé de la physique nucléaire, au contraire si nous avons à notre disposition de tels procédés un noyau ne nous apparaîtra plus un système insécable.

A un système qui nous apparaît comme insécable par rapport à

certaines procédés de morcellement nous donnerons le nom de *corpuscule relativement aux procédés de morcellement considérés*. C'est là une première manière d'envisager la notion de corpuscule, mais c'est une définition insuffisante, car elle n'est pas maniable, obligeant toujours à indiquer quels procédés de morcellement on envisage. Aussi allons-nous chercher à obtenir une définition indépendante de ces procédés ; nous allons y parvenir au moyen de la représentation d'un corpuscule dans l'espace macroscopique.

Un espace abstrait est défini par la donnée de ses éléments et par la donnée des points contigus à un ensemble de points, c'est-à-dire qu'outre les éléments de l'espace il faut se donner une opération qui permet d'adjoindre à un ensemble de points les points qui en sont infiniment voisins. Pour qu'un tel espace soit un espace physique il faut que ses éléments et cette opération, dite fermeture, soient mis en rapport avec des éléments physiques. On peut ainsi définir un *espace corpusculaire* qui est tel que les corpuscules y sont figurés par des points et la fermeture est choisie en liaison avec des propriétés des corpuscules.

Jusqu'à maintenant nous n'avons fait intervenir qu'un seul observateur, d'où le nom de *Physique du solitaire*, à la partie de la théorie structurale qui s'étend jusqu'ici. Au lieu de ne faire intervenir qu'un observateur, nous pouvons en faire intervenir un ensemble, ces différents observateurs échangeant entre eux des signaux et chacun considérant les autres comme des systèmes physiques qu'il peut observer. Ces signaux échangés permettent à chaque observateur de se construire un tableau des autres observateurs, c'est-à-dire un espace physique. Nous l'appellerons *l'espace macroscopique de l'observateur considéré*. *Cet espace est localement euclidien*. Les signaux permettent aux observateurs de faire une correspondance entre leurs espaces : à un point de l'espace d'un observateur à un instant donné de son horloge correspond pour un autre observateur un point de son espace à un certain instant de son horloge. Ceci permet de passer à la notion d'espace-temps.

Cela étant, chaque observateur va se représenter dans son espace macroscopique tous les systèmes physiques qu'il observera. Un système morcelable ne pourra évidemment pas être représenté par un seul point, il faudra au moins autant de points que de parties en lesquelles il pourra être morcellé. Au contraire un sys-

tème insécable avec les procédés de morcellement acceptés pourra et même devra être représenté par un seul point, car, étant espace physique, ses éléments devront être en rapport avec les éléments physiques, c'est-à-dire que des éléments physiques devront être figurés par des points ; or seuls les systèmes insécables peuvent être ainsi figurés et comme, vis-à-vis des procédés employés, aucun n'a de préséance sur les autres, ils devront tous être représentés par des points. Nous parvenons ainsi à une seconde définition d'un corpuscule qui, cette fois, élimine la nécessité d'énoncer explicitement les procédés de morcellement employés. *Un corpuscule est un système qui est figuré par un point dans l'espace macroscopique de l'observateur considéré.* D'après la correspondance indiquée ci-dessus, *si un système apparaît corpuscule à un observateur, il apparaît corpuscule à tout observateur.*

Cette seconde définition du corpuscule sera celle qui va nous servir constamment dans la suite.

5. Les principes de la Physique collective. — Une fois la notion d'espace acquise, un théorème fondamental nous permet de passer de la Physique du solitaire à une Physique collective. Ce théorème introduit une certaine solidarité entre les observateurs.

Aux éléments de prévision X attachés à un observateur adjoignons des éléments Y . La paire (X, Y) ainsi obtenue sera désignée par $\frac{\Phi}{c}$. De même aux éléments X_0 nous adjoindrons des éléments Y_0 et la paire (X_0, Y_0) sera désignée par $\frac{\Phi_0}{c}$. Supposons que les Y constituent un espace linéaire et que les Y_0 en soient des éléments. L'ensemble des Φ constituera alors un espace abstrait qui sera à l'homothétie de rapport $\frac{1}{c}$ près, le produit cartésien des espaces (X) et (Y) . Un Φ sera dit *élément de prévision généralisé*.

En désignant par a_0 un certain opérateur de projection nous aurons :

$$(4) \quad X = \frac{a_0}{c} \Phi \quad X_0 = \frac{a_0}{c} \Phi_0$$

en désignant par H un certain opérateur nous aurons :

$$(5) \quad \mathcal{H}X = H\Phi$$

d'où pour les Φ une équation différentielle qui est équivalente à

celle entre les X et qui peut tout aussi bien décrire l'évolution du système observé. Cette équation s'obtient en portant dans (3) les relations (4) et (5), d'où l'équation :

$$(6) \quad a_0 \frac{\partial \Phi}{\partial ct} = H\Phi.$$

Les éléments X sont définis à une homéomorphie près et les Y sont quelconques. Il s'ensuit que les Φ sont définis à une homéomorphie près.

Ces définitions étant posées, nous allons montrer qu'entre les éléments de prévision attachés à deux observateurs d'un certain ensemble, observant le même système physique, nous pouvons établir des relations. Soient Ob_1 et Ob_2 ces deux observateurs ; désignons les quantités attachées au premier par des lettres non accentuées et par des lettres accentuées celles attachées au second. Entre Φ et Φ' nous pouvons établir une correspondance biunivoque et bicontinue : il suffit pour Y de prendre une fonction biunivoque et bicontinue de X' et pour Y' de prendre une fonction biunivoque et bicontinue de X . Il existe alors une homéomorphie entre les paires (X, Y) et (X', Y') , et en particulier entre (X_0, Y_0) et (X'_0, Y'_0) . Nous pouvons symboliser ces correspondances par :

$$(7) \quad \Phi_0 = S_0 \Phi'_0 \quad \Phi = S\Phi'$$

Ces relations ont été établies en considérant une paire d'observateurs. Si au lieu d'une paire nous en considérons n , il suffira de prendre pour Y le produit cartésien des différents Y_i obtenus par le procédé précédent. Entre deux observateurs de l'ensemble existeront alors les relations (7). Ce procédé peut encore s'étendre au cas d'un ensemble infini dénombrable d'observateurs (un observateur est schématisé par un repère, système de référence ; un tel ensemble ne peut être évidemment qu'un ensemble d'observateurs virtuels). On ne peut l'étendre à un ensemble continu d'observateurs. Ou bien on doit ne considérer que des ensembles dénombrables, par exemple que des coordonnées n'appartenant qu'à un ensemble dénombrable formant un corps, ainsi le corps des nombres algébriques, ou bien on ne fera pas intervenir le continu classique le remplaçant par une autre notion de continu, continu de Weyl, par exemple. On peut aussi adjoindre à un ensemble dénombrable d'observateurs de nouveaux observateurs

pour le compléter en utilisant les conditions de stabilité : deux observateurs infiniment voisins feront des prévisions infiniment voisines : de la sorte les relations (7) seront satisfaites. Ceci nous montre le caractère artificiel de la notion classique de continu.

Nous arrivons donc à ce théorème :

TH. II. *Entre les éléments de prévision attachés à deux observateurs d'un ensemble (quelconque) d'observateurs pour un même système physique, on peut établir une correspondance biunivoque et bicontinue qui s'exprime par les relations (7).*

Ce théorème est fondamental et nous l'appellerons le *théorème de solidarité*. Son importance va apparaître une fois accepté le principe de relativité.

Jusqu'à maintenant nous avons supposé un ensemble quelconque d'observateurs. Maintenant nous allons nous restreindre à un certain ensemble d'observateurs : l'ensemble des observateurs pour lesquels les lois d'évolution sont les mêmes. Nous l'appellerons *l'ensemble des observateurs à lois d'évolution équivalentes*. Pour chaque observateur de l'ensemble on a une équation d'évolution de la forme (6) pour le système observé. Considérons deux observateurs de l'ensemble, Ok_1 et Ob_2 et désignons par des lettres non accentuées pour l'un, accentuées pour l'autre, les grandeurs qui y sont attachées. Entre ces deux observateurs nous avons les relations (7). Les deux équations d'évolution peuvent s'écrire :

$$a_0 \frac{\partial \Phi}{\partial ct} - H\Phi = 0 \quad a_0' \frac{\partial \Phi'}{\partial ct'} - H'\Phi' = 0.$$

Si ces deux équations sont équivalentes, en utilisant les relations (7) on doit obtenir deux équations équivalentes et une transformation appliquée à l'une doit redonner l'autre. Ceci nous conduit à la relation fondamentale :

$$(8) \quad S^+ (a_0 \frac{\partial \Phi}{\partial ct} - H) S = a_0' \frac{\partial \Phi'}{\partial ct'} - H'$$

Il faut maintenant fixer quel ensemble d'observateurs satisfait à la condition des lois d'évolution équivalentes. Un postulat est pour cela nécessaire : c'est le principe de relativité. Ici nous le prendrons dans sa forme restreinte :

Principe de relativité restreinte. — Les lois physiques sont les mêmes pour des observateurs en mouvement rectiligne uniforme les uns par rapport aux autres.

Les systèmes de référence de tels observateurs sont liés par des transformations de Lorentz. Ces transformations forment un groupe tel qu'il suffit de considérer des transformations infinitésimales. Les transformations S et S^+ sont des fonctions de la transformation de Lorentz considérée, car elles expriment la liaison entre les deux observateurs. Une transformation de Lorentz peut être envisagée comme le produit de rotations d'espace et d'une transformation simple de Lorentz.

Pour une rotation l'équation (8) se décompose en :

$$(9) \quad S^+ a_0 S = a_0' \quad S^+ H S = H'$$

et pour une transformation de Lorentz simple infinitésimale on a :

$$(10) \quad S^+ \left[a_0 \left(\frac{\partial}{\partial ct'} + \epsilon \frac{\partial}{\partial x'_\mu} \right) - H \right] S = a_0' \frac{\partial}{\partial ct'} - H'$$

Comme la transformation de Lorentz est infinitésimale, il en est de même de S et S^+ qui en sont des fonctions biunivoques et bicontinues, on a donc :

$$(11) \quad S = 1 + \epsilon T_\mu \quad S^+ = 1 + \epsilon T_\mu^+$$

Nous dirons que le corpuscule n'est pas soumis à un champ de forces si l'opérateur H est indépendant des coordonnées x, y, z, t du point figuratif du corpuscule. Il est facile de voir que dans ce cas, s'il existe des opérateurs S et S^+ , on peut les prendre indépendants de ces variables x, y, z, t . En outre H est indépendant de $\frac{\partial}{\partial ct}$ de par la manière que nous l'avons défini. Pour aller plus loin il faut admettre un postulat d'après lequel les opérateurs S et S^+ , (ou T et T^+ , ce qui revient au même) sont indépendants des opérateurs dérivation par rapport aux variables x, y, z, t . Ce postulat a pour conséquence que H est une fonction linéaire de $\frac{\partial}{\partial x_\mu}$. Ceci devant avoir lieu pour les trois valeurs de μ , on en conclut que la forme de l'opérateur H d'un corpuscule non soumis à un champ extérieur est une fonction linéaire des opérateurs de dérivation par rapport aux coordonnées, les coefficients étant indépendants des coordonnées et opérateurs dérivation, soit :

$$(12) \quad H = a_1 \frac{\partial}{\partial x} + a_2 \frac{\partial}{\partial y} + a_3 \frac{\partial}{\partial z} + b.$$

Les opérateurs a_1, a_2, a_3, b, a_0 ne sont pas quelconques : ils doivent être tels que le système suivant d'équations admette au moins

une solution, les différents opérateurs étant des opérateurs de l'espace (Φ) . Ce système s'obtient immédiatement à partir des équations (9) et (10) et de la forme (11) de l'opérateur H . Nous avons ainsi :

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1) \quad T_{ij}^+ a_0 + a_0 T_{ij} = 0 \quad i, j = 1, 2, 3 \\ 2) \quad T_{ij}^+ b + b T_{ij} = 0 \quad k = 1, 2, 3 \\ 3) \quad T_{ij}^+ a_k + a_k T_{ij} = a_j \delta_{ik} - a_i \delta_{jk} \\ 4) \quad T_j^+ a_0 + a_0 T_j = a_j \quad j = 1, 2, 3 \\ 5) \quad T_j^+ a_i + a_i T_j = a_0 \quad k = 1, 2, 3 \quad \text{et} \quad k \neq j \\ 6) \quad T_j^+ a_k + a_k T_j = 0 \\ 7) \quad T_j^+ b + b T_j = 0. \end{array} \right.$$

6. Anneau fondamental d'un corpuscule. — Nous sommes arrivé à tous ces résultats en adjoignant aux principes de la Physique du solitaire deux postulats : le principe de relativité et le postulat sur les opérateurs S et S^+ . Les opérateurs T_{ij} , T_{ij}^+ , T_j , T_j^+ , sont comme les a_j , a_0 , b des opérateurs de l'espace (Φ) indépendants des variables x , y , z , t et des opérateurs dérivation par rapport à ces variables. Nous appellerons *anneau fondamental* du corpuscule considéré l'anneau \mathcal{A} dont les générateurs sont les a_0 , a_j , b , T_{ij} , T_{ij}^+ , T_j , T_j^+ , ces opérateurs étant liés par les relations du système (13).

Les propriétés d'un corpuscule dépendent essentiellement des propriétés de son anneau fondamental. Aussi l'étude d'un corpuscule se ramène-t-elle en grande partie à une étude d'algèbre abstraite. C'est évidemment un fait curieux que l'on puisse parvenir à des résultats extrêmement précis en ne faisant intervenir que des conditions très générales qui se décrivent en utilisant l'analyse générale, les espaces abstraits, l'algèbre abstraite : on constate que ce sont seulement les relations entre les éléments qui importent et non la nature de ces éléments. Par exemple, pour l'étude d'un certain nombre de questions, la nature des éléments de l'anneau \mathcal{A} , n'importe pas ; ce sont seulement les relations entre les éléments, comme celles du système (13), qui vont intervenir. A un ensemble E d'éléments abstraits et un ensemble \mathcal{R} de relations entre ces éléments on donne le nom de *structure*. Dans notre théorie ce sont donc uniquement des structures qui interviennent, c'est pourquoi nous lui avons donné le nom de *Théorie structurale* ou de *Physique structurale*. Ces structures sont introduites par les

conditions très générales que nous imposons et qui ont une origine soit intuitive, soit expérimentale. Sans l'aide des mathématiques modernes il est impossible d'utiliser ces conditions générales et d'en tirer profit.

Nous avons maintenant une définition précise d'un corpuscule : un corpuscule est un système physique qui est figuré dans l'espace macroscopique par un point ; son équation d'évolution pour les observateurs à lois d'évolution équivalentes est nettement déterminée : l'opérateur H a la forme (12), les opérateurs fondamentaux a_1, a_2, a_3, a_0, b satisfaisant au système (13). Nous aurons autant de types de corpuscules qu'il y aura de solutions distinctes acceptables du système (13). Pour déterminer ce nombre et les propriétés des corpuscules des différents types nous devons étudier l'anneau fondamental du corpuscule. On établit aisément en premier lieu que les opérateurs T_{ij} et T_{ij}^+ sont antisymétriques par rapport à leurs indices :

$$(14) \quad T_{ij} = -T_{ji} \quad T_{ij}^+ = -T_{ji}^+.$$

Avant de pousser plus loin l'étude de l'anneau fondamental, il faut que nous introduisions la notion de spin.

7. Notion de spin. — Tout anneau \mathcal{A} défini par les conditions du paragraphe précédent ne sera pas acceptable comme anneau fondamental attaché à un corpuscule, car il y a un certain nombre d'autres conditions dont nous n'avons pas encore tenu compte ; au nombre de celles-ci figurent les conditions de spin. La mécanique ondulatoire conduit à associer à toute grandeur de la Mécanique classique un opérateur. En particulier à la composante suivant l'axe OZ du moment cinétique d'un corpuscule est associé l'opérateur \mathcal{M}_z défini par :

$$\mathcal{M}_z = \frac{h}{2\pi i} \left(y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right).$$

Posons pour simplifier l'écriture :

$$L = \frac{h}{2\pi i} (a_0 \frac{\partial}{\partial ct} - H).$$

Un opérateur A est dit *intégrale première* si l'on a :

$$LA - AL = 0.$$

On constate que, dans les cas où le moment cinétique serait en Mécanique classique intégrale première, il ne l'est plus dans le

cas d'un corpuscule obéissant à une équation d'évolution du type (6).

On appelle alors *spin* un opérateur ayant trois composantes S_1, S_2, S_3 tel qu'en l'absence de champ $\mathfrak{M}_x + S_1, \mathfrak{M}_y + S_2, \mathfrak{M}_z + S_3$, soient des intégrales premières, les S_i satisfaisant en outre aux relations auxquelles satisfont les composantes de l'opérateur moment cinétique, soit :

$$(15) \quad S_1 S_2 - S_2 S_1 = \frac{\hbar}{2\pi i} S_3$$

et celles qu'on en déduit par permutation circulaire des indices 1, 2, 3. Ces relations qui sont introduites par des considérations de théorie des groupes sont essentielles. En outre nous supposons que les S_i sont indépendants des variables x, y, z, t et des opérateurs dérivation par rapport à ces variables.

Pour déterminer les S_i il faut écrire que les opérateurs $\mathfrak{M}_i + S_i$ commutent avec L . Ceci nous fournit un système d'équations auquel les S doivent satisfaire. On trouve ainsi après un calcul facile que, en posant

$$(16) \quad S_i = -\frac{\hbar}{2\pi} s_i$$

ce système est :

$$(17) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1) \quad a_1 s_3 - s_3 a_1 = -i a_2 \\ 2) \quad a_2 s_3 - s_3 a_2 = i a_1 \\ 3) \quad a_3 s_3 - s_3 a_3 = 0 \\ 4) \quad b s_3 - s_3 b = 0 \\ 5) \quad a_0 s_3 - s_3 a_0 = 0 \\ 6) \quad s_1 s_2 - s_2 s_1 = i s_3 \end{array} \right.$$

A ces équations il faut adjoindre celles obtenues en effectuant une permutation circulaire des indices 1, 2, 3.

On constate de suite qu'un s_i ne peut être un opérateur commutant avec les a_j . L'opérateur spin, en particulier, ne peut se réduire à 1 ou à 0 ; le spin d'un corpuscule ne peut être identiquement nul.

Nous ne devons accepter comme opérateurs fondamentaux a_0, a_1, a_2, a_3, b caractérisant un corpuscule que ceux tels qu'il existe des $T_{ij}^+, T_{ij}, T_j^+, T_j, s_j$ solutions des systèmes (13) et (17). Aux éléments de l'anneau fondamental nous devons adjoindre les s_j , mais en comparant les systèmes (13) et (17) nous constatons

que si le système (17) est satisfait, les équations 1, 2, 3 du système (13) le sont aussi à la condition de poser

$$T_{ij} = -T_{ji} = -T_{ij}^+ = T_{ji}^+ = -is_k$$

i, j, k étant une permutation circulaire de 1, 2, 3. Ceci nous détermine donc les T_{ij} et T_{ij}^+ , car une solution nous suffit.

A partir de l'équation (15), ou de (17,6) qui lui est équivalente, on peut obtenir un certain nombre de relations parmi lesquelles :

$$(18) \quad s_2^2 s_1 + s_1 s_2^2 - 2s_2 s_1 s_2 = s_1$$

$$(19) \quad s_2^2 s_1 s_2 + s_2 s_1 s_2^2 = s_2^3 s_1 + s_1 s_2^3 - (s_2 s_1 + s_1 s_2)$$

$$(20) \quad s_2 s_1 s_2 = -\frac{i}{3} (s_2^3 s_3 - s_3 s_2^3) - \frac{1}{3} s_1$$

$$(21) \quad s_2^4 s_3 - s_3 s_2^4 + 2(s_2 s_3 s_2^3 - s_2^3 s_3 s_2) - s_2^2 s_3 + s_3 s_2^2 = 0$$

$$(22) \quad i(s_1 s_2 s_3 + s_3 s_2 s_1) = -\frac{i}{3} [s_2 (s_3^3 s_1 - s_1 s_3^3) - (s_3^3 s_1 - s_1 s_3^3) s_2]$$

8. Conditions quantiques. — Jusqu'à maintenant nous n'avons construit qu'une théorie de l'évolution basée sur des conditions d'invariance relativiste. Pour aller plus loin il faut introduire des conditions d'ordre quantique dont nous ne discuterons pas ici la légitimité. Nous les admettrons comme postulats, en voici l'énoncé :

1° Les opérateurs a_i, s_i, a_0, b sont des opérateurs linéaires ;

2° Il y a des éléments Φ_i de l'espace (Φ) tels que l'on ait :

$$(23) \quad a\Phi_i = \lambda_i \Phi_i$$

a désignant un quelconque des opérateurs a_i, s_i, a_0, b . Les λ_i étant des nombres réels dits valeurs propres ; l'ensemble des Φ_i est, dit « ensemble des éléments propres associés à la valeur propre λ_i ».

3° Tout élément Φ de l'espace (Φ) appartient à la multiplicité définie par l'ensemble des éléments propres, ou encore, pour tout élément Φ de l'espace (Φ) on peut trouver des éléments propres Φ_i tels que :

$$(24) \quad \Phi = \sum_i c_i \Phi_i$$

un Φ_i étant un élément propre associé à la valeur propre correspondante λ_i (condition de spectre complet).

Ces propriétés ne sont pas de nature algébrique mais précisent les propriétés des opérateurs fondamentaux d'un corpuscule en

tant qu'opérateurs de l'espace (Φ), elles vont nous conduire à des relations algébriques, mais avant d'aller plus loin, nous allons encore préciser la notion de corpuscule, en nous servant de ces conditions quantiques.

9. Corpuscules à spin simple. — Nous sommes parvenu à la notion de corpuscule à partir des notions de système physique et de morcellement : « un système physique est un corpuscule relativement à certains procédés de morcellement s'il apparaît insécable par rapport à ces procédés ». Nous avons transformé cette définition en « un corpuscule est un système physique représentable, dans l'espace macroscopique des observateurs, par un point ». Cette possibilité de représentation par un seul point est liée aux procédés de morcellement envisagés. On obtiendrait une définition plus précise si l'on indiquait un critère théorique de l'insécabilité. Nous allons parvenir à un critère théorique, mais basé sur d'autres caractères que l'insécabilité. En effet outre les caractères de morcellement et d'insécabilité, les notions atomiques nous conduisent à attribuer des caractères de permanence à certaines propriétés des corpuscules : il y a des grandeurs physiques qui mesurées donneront pour un corpuscule toujours la même valeur. C'est là que nous trouvons les éléments nous permettant de préciser la notion de corpuscule : nous dirons qu'un corpuscule est simple relativement à une grandeur physique A s'il présente toujours la même valeur pour cette grandeur A . Certains corpuscules pourront présenter le caractère de simplicité relativement à certaines grandeurs alors que d'autres corpuscules le présenteront pour d'autres grandeurs. D'autre part, le fait d'être simple relativement à une certaine grandeur peut entraîner que de ce fait le corpuscule soit simple par rapport à certaines autres grandeurs. Cependant, comme un corpuscule est caractérisé par ses opérateurs fondamentaux (générateurs de l'anneau \mathcal{A}) ce sont eux et eux seuls qu'il faut considérer.

Nous avons donc les opérateurs a_i , a_0 , b , s_i ; la simplicité se traduira par une seule valeur propre λ . Cependant s'il n'y avait qu'une seule valeur λ , un opérateur se réduirait à $\lambda.1$ et nous n'aurions pas les relations des systèmes (13) et (17). D'autre part a_0 a été défini comme un opérateur de projection : il contient donc, sauf s'il n'est pas une véritable projection auquel cas il se réduit

à 1, la valeur propre 0. Mais nous pouvons satisfaire aux relations des systèmes (13) et (17), comme le montre l'exemple de l'électron de Dirac, si nous avons comme valeurs propres $-\lambda$ et $+\lambda$. Ceci nous permet de définir d'une façon précise un corpuscule simple relativement à un opérateur de l'anneau fondamental.

Un corpuscule sera dit simple relativement à un opérateur de l'anneau fondamental si les valeurs propres λ_i se réduisent à $-\lambda$, $+\lambda$, et éventuellement 0.

Plusieurs degrés et plusieurs types de simplicité apparaissent pour classer les corpuscules suivant qu'on fait choix de tels ou tels opérateurs pour évaluer la simplicité. Mais le caractère de simplicité ainsi défini n'entraîne pas nécessairement l'insécalabilité par tous les procédés de morcellement. C'est ainsi qu'un photon de Louis de Broglie est simple par rapport aux opérateurs de l'anneau fondamental cependant qu'à d'autres points de vue il apparaît comme complexe et formé de deux corpuscules.

Nous dirons qu'un corpuscule est à *spin simple* s'il est simple relativement aux trois opérateurs de spin.

On peut démontrer que tout corpuscule qui n'est pas à spin simple peut être considéré comme formé de plusieurs corpuscules à spin simple (il constitue un type spécial de système physique que nous avons appelé système fondu).

D'après les résultats expérimentaux sur les rayons cosmiques, on est conduit à admettre (9) que presque tous les électrons lourds sont produits dans l'atmosphère terrestre par les rayons primaires. La probabilité de création d'un système complexe est beaucoup plus faible que celle d'un corpuscule à spin simple. *On doit donc admettre que les électrons lourds sont des corpuscules à spin simple.* C'est pourquoi nous nous bornerons ici à l'étude des corpuscules à spin simple. Ces corpuscules sont donc tels que les valeurs propres de leurs opérateurs spin ne comprennent au plus que $-k$, $+k$, 0, la lettre k désignant un nombre réel positif.

Il est évident que sur ces trois valeurs deux au moins existent ; sinon on ne pourrait pas satisfaire à l'équation (17,6). D'autre part, le caractère d'homogénéité de l'espace fait que s_1 , s_2 , s_3 doivent avoir les mêmes valeurs propres, si bien que, s'il y a simplicité par rapport à l'un d'eux, il y a simplicité par rapport aux trois. En outre on peut orienter un axe à son gré dans un sens ou dans l'autre, si bien que si l'on a la valeur propre k on a aussi la valeur

propre — k : nous n'avons donc que deux cas à distinguer pour un corpuscule à spin simple :

1° Le spin a trois valeurs propres — $k, 0, +k$.

2° Le spin a deux valeurs propres — $k, +k$.

Ces conditions ne sont pas de nature algébrique, mais elles entraînent, comme il est facile de le montrer, une relation algébrique :

Si un corpuscule est à spin simple, ses opérateurs de spin s_i satisfont à la condition :

$$(25) \quad s_i^3 = k^2 s_i$$

si en outre la valeur propre 0 est exclue, on a :

$$(26) \quad s_i^2 = k^2$$

k étant la valeur absolue des valeurs propres non nulles.

10. Valeurs du spin d'un corpuscule à spin simple. — Les opérateurs spin satisfont au système (17) et aux relations qu'on en déduit, comme (18) à (22), et enfin à la condition de simplicité (25). Celle-ci entraîne une simplification dans les relations (18) à (22) par suite de réductions des puissances, d'où de nouvelles relations. C'est ainsi que (21) se réduit à :

$$(27) \quad (k^2 - 1)(s_2^2 s_3 - s_3 s_2^2) = 0$$

cette relation est vérifiée dans deux cas distincts :

$$1^\circ \quad k = 1$$

$$2^\circ \quad s_2^2 s_3 = s_3 s_2^2.$$

Cette séparation en deux se retrouve pour toutes les autres relations, et l'on aboutit finalement aux deux groupes de relations :

Cas 1° :

$$(28) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1) \quad k = 1 \\ 2) \quad s_2 s_1 s_2 = 0 \\ 3) \quad s_2^2 s_1 + s_1 s_2^2 = s_1 \\ 4) \quad s_1 s_2 s_3 + s_3 s_2 s_1 = 0 \end{array} \right.$$

Cas 2° :

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1) \quad s_2 s_1 s_2 = -\frac{1}{4} s_1 \\ 2) \quad s_2 s_1 + s_1 s_2 = 0 \\ 3) \quad k = \frac{1}{2} \\ 4) \quad s_1^2 = s_2^2 = s_3^2 \end{array} \right.$$

Dans le cas où la valeur propre 0 est exclue on a :

Cas 3° :

$$(30) \quad \left\{ \begin{array}{l} 1) \quad k = \frac{1}{2} \\ 2) \quad s_2 s_1 + s_1 s_2 = 0 \end{array} \right.$$

Les corpuscules du type 3° sont des corpuscules du type 2° particuliers, mais nous verrons que ceux du type 2° sont en fait du type 3°. Nous arrivons alors à ce théorème :

THÉORÈME VI. — *Les corpuscules à spin simple sont au plus de trois types qui sont caractérisés par les valeurs possibles du spin (valeurs propres des opérateurs s_i) :*

1° Ceux de spin — 1, 0, + 1.

2° Ceux de spin — $\frac{1}{2}$, 0, + $\frac{1}{2}$.

3° Ceux de spin — $\frac{1}{2}$, + $\frac{1}{2}$.

On connaît des réalisations des opérateurs fondamentaux pour des corpuscules de chacun de ces trois types : pour ceux du type 1° le photon de Louis de Broglie⁽²²⁾, le corpuscule du premier type de G. Petiau⁽²³⁾ ; pour ceux du type 2° le corpuscule du second type de G. Petiau ; pour ceux du type 3° le corpuscule de Dirac.

Le théorème précédent a une conséquence importante : *Si un corpuscule a comme valeurs propres pour le spin ± 1 , il a nécessairement aussi la valeur propre 0.*

11. Anneau fondamental d'un corpuscule à spin simple. — Par des multiplications et des additions on obtient à partir des relations du système (17) diverses relations entre les opérateurs a et s . Si le corpuscule est à spin simple elles se simplifient par réduction des puissances des s_i , et les relations se divisent en deux systèmes suivant qu'on a des corpuscules de type 1° ou 2°. Des calculs assez longs (24) conduisent pour les corpuscules de type 1° à

$$(31) \quad \left\{ \begin{array}{l} a_1^2 s_3^2 = s_3^2 a_1^2 = i s_3 a_2 a_1 = - i a_1 a_2 s_3 \\ a_1 s_3^2 a_1 = a_1^2 (1 - s_3^2) = (1 - s_3^2) a_1^2 \\ i a_2 s_3 a_2 = a_2 a_1 (1 - s_3^2) = - (1 - s_3^2) a_1 a_2 \end{array} \right.$$

ainsi qu'à d'autres relations du même genre.

Pour des corpuscules du type 2° on obtient de même un certain système de relations entre les opérateurs a et s . Posant alors la définition suivante :

$$s_3 = \frac{i}{2} (a_2 a_1 + a_1 a_2)$$

on est conduit à prendre comme opérateurs fondamentaux les a et les u au lieu des a et s . On obtient, grâce à cette définition, des relations entre les a et entre les u . Les conditions quantiques viennent simplifier le système des relations et l'on trouve finalement :

$$(32) \quad \left\{ \begin{array}{l} a_1^2 = a_2^2 = a_3^2 \\ a_i a_j + a_j a_i = 0 \\ a_i^3 = a_i \\ u_1^2 = u_2^2 = u_3^2 \\ u_1 u_2 = -u_2 u_1 = u_3 \\ a_i u_j = 0 \quad i, j = 1, 2, 3. \end{array} \right.$$

On peut montrer que la solution $u_i = 0$, qui apparaît immédiatement, n'est pas la seule si $a_i^2 \neq 1$.

L'opérateur a_i^2 est, comme on le voit facilement, un opérateur de projection. En utilisant diverses propriétés de ces opérateurs, on peut montrer que l'on a nécessairement :

$$a_0 = a_i^2 p$$

p étant un certain opérateur de projection. L'équation d'évolution se sépare alors en deux parties :

$$(33) \quad b(1 - a_i^2)\Phi = 0$$

et l'équation d'évolution primitive multipliée à gauche par a_i^2 . On constate alors que l'équation (33) ne joue aucun rôle si l'on suppose la masse non nulle et qu'il suffit de considérer uniquement la multiplicité définie dans l'espace (Φ) par l'opérateur de projection a_i^2 . Ceci nous donne alors pour les opérateurs a_i les relations :

$$a_i a_j + a_j a_i = 0; \quad a_i^2 = 1; \quad i, j = 1, 2, 3$$

et

$$a_0 = p; \quad u_i = 0; \quad s_3 = i a_2 a_1.$$

On démontre enfin que $a_0 = 1$.

Ainsi si un corpuscule est à spin simple du second type, il se ramène à un corpuscule du troisième type : il n'y a pas de corpuscule à spin $-1/2, 0, +1/2$.

Il n'y a donc que deux types de corpuscules à spin simple : 1° spin $-1, 0, +1$; 2° spin $-1/2, +1/2$. La simplicité par rapport au spin entraîne la simplicité par rapport aux opérateurs a_i .

On peut démontrer qu'un corpuscule du type 1° peut en un certain sens être toujours considéré comme un système fondu constitué par deux corpuscules de type 2°.

La notion de masse n'intervient que comme masse au repos, le produit de cette masse par c^2 donnant l'énergie au repos. Cette masse au repos est définie comme valeur propre de l'opérateur b divisé par c . Les équations où interviennent b sont (13, 2) et (13, 7). On voit qu'elles sont homogènes en b . Donc si on a un opérateur b , on en obtient un autre en le multipliant par une constante k . Ceci revient à dire que la masse n'est pas déterminée par notre théorie.

On doit se demander aussi si la simplicité par rapport aux a_i et s_i entraîne la simplicité par rapport à b . Il est facile de voir qu'il n'en est rien. En effet, si nous avons un corpuscule défini par a_0, a_i, b nous en obtenons un autre en posant :

$$A_i = \begin{vmatrix} a_i & 0 \\ 0 & a_i \end{vmatrix} \quad B = \begin{vmatrix} k_1 b & 0 \\ 0 & k_2 b \end{vmatrix}.$$

En répétant ce procédé on peut définir un corpuscule à autant de valeurs possibles pour la masse qu'on veut, ces valeurs possibles étant les valeurs propres de l'opérateur B/c .

Comme tout corpuscule de spin $\pm 1, 0$ peut être considéré comme un système fondu de deux corpuscules de spin $\pm 1/2$, il suffit de porter avant tout son attention sur ces derniers corpuscules. Les relations entre leurs opérateurs fondamentaux sont toujours les mêmes. Un tel corpuscule simple par rapport à l'opérateur b est un corpuscule de Dirac, comme on le voit de suite. Mais comme toute représentation des opérateurs fondamentaux est considérée comme équivalente, le procédé indiqué pour définir les opérateurs A_i et B peut être appliqué en sens inverse pour des corpuscules non-simples par rapport à b . Or ceci peut être considéré comme une décomposition, d'où ce résultat :

On peut considérer tous les corpuscules simples à spin $1/2$ comme divers états par rapport à la masse d'un corpuscule universel à spin $1/2$ à valeurs multiples de la masse. Réciproquement en l'absence d'interactions on peut considérer un corpuscule à valeurs multiples pour la masse comme une superposition de corpuscules simples par rapport à la masse (corpuscules de Dirac). Pour des corpuscules à spin $-1, 0, +1$, on a un énoncé semblable.

On remarquera que le proton et le neutron ne peuvent être considérés comme des corpuscules simples (à spin $1/2$) par suite de l'anomalie de la relation qui lie le spin et le moment magnétique.

12. Résultats obtenus pour les électrons lourds. — La longue étude qui précède n'a ici sa place que si elle nous conduit à des résultats tangibles concernant les électrons lourds. Nous avons d'abord défini d'une façon précise ce qu'est un corpuscule. Il est bien évident qu'un électron lourd est un corpuscule et non pas un système complexe : nous n'avons en effet aucune expérience qui nous le montre se séparer en deux parties.

Nous avons distingué parmi les corpuscules les *corpuscules à spin simple*. Un corpuscule qui n'est pas à spin simple doit être considéré comme un système fondu. Or le fait que presque tous les électrons lourds sont produits dans la haute atmosphère nous conduit à les supposer à spin simple, la probabilité de création d'un corpuscule complexe serait en effet beaucoup plus faible.

Nous avons vu qu'il y avait deux types, et deux seulement, de corpuscules à spin simple : 1° spin $-1, 0, +1$ et 2° spin $\pm 1/2$. La question importante est de savoir si les électrons lourds sont du type 1° ou du type 2°. Pour l'instant nous ne pouvons pencher ni d'un côté ni de l'autre, et nous examinerons cette question dans le prochain chapitre.

Il était évident que nous n'obtiendrions aucune indication sur la valeur de la masse puisque la théorie développée est purement cinématique, mais le caractère de simplicité ou de non-simplicité par rapport à l'opérateur b nous conduit au résultat suivant : on peut définir un corpuscule universel à spin $\pm 1/2$ et un à spin $\pm 1, 0$ à valeurs multiples de la masse ; tout corpuscule habituel apparaissant comme un état massique particulier du corpuscule universel de l'un ou l'autre type.

Si les électrons lourds apparaissent comme sans liaison avec les électrons habituels, et s'il n'y a qu'une valeur de la masse, il y a, *a priori* autant de chances que les électrons lourds soient de l'un ou l'autre type ; cependant la théorie de M. Yukawa ⁽³⁾ nous conduirait à admettre qu'ils sont à spin $\pm 1, 0$. Si au contraire on trouvait une connection très nette entre électrons lourds et électrons habituels il y aurait de fortes chances pour que les électrons lourds soient à spin $\pm 1/2$, et ne diffèrent des électrons ordinaires que par la valeur de la masse, les forces d'interaction avec la matière étant telles qu'il pourrait y avoir transformation d'un état massique en un autre, cependant cette seconde hypothèse est moins probable.

Si les électrons lourds sont à spin $\pm 1, 0$, comme tout corpuscule de ce type peut être considéré comme constitué de deux corpuscules à spin $\pm 1/2$, on est amené à considérer des *demi-électrons lourds* de spin $\pm 1/2$ qui obéissent à une équation de Dirac, de même que dans la théorie des photons de de Broglie on fait intervenir des demi-photons, mais cette décomposition est purement idéale et rien ne prouve qu'il existe des demi électrons lourds à l'état libre.

Pour fixer les valeurs possibles de la masse il faudrait obtenir des conditions nouvelles sur l'opérateur b , conditions se traduisant par des équations non homogènes en b . Mais on ne pourra y parvenir que par des raisonnements d'un ordre différent de ceux que nous avons fait intervenir ici. M. Jean Mariani a bien voulu nous communiquer cette intéressante suggestion : Il arrive à la conclusion que, dans un système de référence donné, il est impossible de faire une mesure de position qui ne soit pas affectée d'une certaine incertitude au moins égale à celle définie par une sphère de rayon r_0 , hypothèse en accord avec notre conception de l'espace corpusculaire (p. 30). Si nous considérons comme corpuscules des électrons, il est naturel de poser que r_0 est le rayon classique de l'électron, soit $2e^2/3 m_0 c^2$. Tous les corpuscules de spin unité, comme les photons de M. Louis de Broglie ⁽²²⁾ suivent des lois de localisation différentes de celles des électrons et, en superposant des ondes à énergie positive, il semble que la meilleure localisation ne doive pas dépasser $h/2\pi Mc$, en désignant par M la masse d'un tel corpuscule. Si nous posons que cette quantité est encore r_0 , la masse M se trouve fixée en fonction de celle de l'électron ; comme $hc/2\pi e^2$ est égal à 137 nous obtenons ainsi :

$$M = \frac{3hc}{4\pi e^2} m_0 = \frac{3}{2} 137 m_0 = 205,5 m_0 = 1,85 \cdot 10^{-25} \text{ gr.}$$

Ce nombre correspond à la masse des électrons lourds (avec spin 0, ± 1) en excellent accord avec les résultats expérimentaux (p. 19) qui donnent $(200 \pm 30) m_0$.

IV

INTERACTIONS ENTRE LES ÉLECTRONS LOURDS ET LA MATIÈRE

1. Mouvement d'un corpuscule dans un champ. — Au chapitre précédent nous sommes parvenu à l'équation d'évolution d'un corpuscule en l'absence de champ. Nous devons maintenant obtenir l'équation d'évolution d'un corpuscule lorsqu'il est soumis à un champ extérieur. Pour cela deux postulats sont nécessaires ; nous leur avons donné les noms de *principe de l'observateur mobile* et *principe du mouvement inertial*. Ces principes nous fournissent, en utilisant nos formules du mouvement relatif en Mécanique ondulatoire, l'opérateur H de l'équation d'évolution lorsqu'il y a un champ en fonction de l'opérateur H_0 de l'équation d'évolution en l'absence de champ.

Voici les énoncés de ces principes ⁽²⁷⁾ :

PRINCIPE DE L'OBSERVATEUR MOBILE. — *Si un corpuscule est soumis à l'action d'un champ, il existe au moins un observateur tel que le mouvement du corpuscule lui paraisse avoir lieu sans champ.*

PRINCIPE DU MOUVEMENT INERTIAL. — *Le mouvement d'un tel observateur par rapport à un observateur galiléen est le mouvement qu'il prend s'il s'abandonne à l'influence du champ, l'intensité ressentie étant la même que celle éprouvée par le corpuscule.*

Il est naturel d'accepter ces principes, car un tel champ extérieur est un champ macroscopique causé par un ensemble constitué d'un assez grand nombre de corpuscules dont il suffit de retenir un effet moyen. Nous pouvons repérer ce champ en envoyant des petits corps d'épreuve suffisamment petits pour ne pas altérer sensiblement le champ et suffisamment lourds pour qu'on puisse leur appliquer les lois macroscopiques. A ces corps d'épreuve nous

pouvons attacher un observateur, c'est-à-dire un système de référence lié à un système galiléen par des relations de cinématique macroscopique. Si nous considérons un observateur qui s'abandonne à l'influence du champ, il ne sentira pas ce champ. Les lois d'évolution d'un corpuscule soumis à un tel champ ne seront pas par rapport à un observateur galiléen celles d'un corpuscule libre, mais il est naturel de poser que, par rapport à l'observateur qui ne sent pas le champ, le mouvement du corpuscule est celui d'un corpuscule libre : ceci nous conduit alors aux deux principes énoncés ci-dessus.

Comme nous nous plaçons dans une théorie du domaine de la relativité restreinte, nous n'aurons pas addition des vitesses pour le passage du mouvement relatif (observateur mobile) au mouvement résultant (observateur galiléen), mais nous pouvons choisir ce dernier tel que la vitesse d'entraînement soit nulle à l'instant t_1 ; si le champ n'a pas une trop grande intensité, la vitesse d'entraînement restera suffisamment faible pour qu'il y ait addition, d'où une condition limite pour la forme de H . Si cette forme est invariante par une transformation de Lorentz, nous aurons la forme exacte de l'opérateur cherché.

Le passage d'un observateur à l'autre étant à faible vitesse on a, si le champ dérive d'un potentiel scalaire les lettres primées désignant l'observateur mobile :

$$\frac{\partial}{\partial x'_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \quad \frac{\partial}{\partial ct'} = \frac{\partial}{\partial ct} + \frac{v'}{c} \frac{\partial}{\partial x}$$

à une constante multiplicative près les premiers opérateurs désignent les opérateurs quantités de mouvement résultant ; les seconds l'énergie.

Pour passer des éléments de prévision relatifs à un observateur à ceux relatifs à un autre observateur, il faut utiliser les relations établies au chapitre précédent, qui sont valables pour tout couple d'observateurs

$$\Phi' = S\Phi \quad \Phi'_0 = S_0\Phi_0.$$

Dans le cas présent on y satisfait en posant :

$$S = e^{i\alpha}$$

α étant une certaine fonction qui dépend du champ. A S on associe un opérateur S^+ qui se trouve égal à $e^{-i\alpha}$.

Après un calcul assez long on trouve que l'on a, en désignant par U la fonction de forces :

$$H = H_0 + \frac{U}{c} a_0.$$

Si maintenant nous considérons un corpuscule soumis à un champ magnétique uniforme on trouve que :

$$H = H_0 - \frac{2\pi ie}{hc} (\vec{H} \wedge \vec{OM}) \vec{a}$$

le produit vectoriel est une des valeurs du potentiel vecteur (défini à une constante près), on peut donc, en vertu de l'invariance de jauge, remplacer ce produit vectoriel par \vec{A} .

En combinant les deux expressions obtenues, on obtient pour un corpuscule soumis à un champ électromagnétique tel que le champ magnétique soit uniforme :

$$H = H_0 - \frac{2\pi ie}{hc} (a_0 V + a_1 A_1 + a_2 A_2 + a_3 A_3).$$

Cette forme d'opérateur H satisfait bien aux conditions d'invariance requises, on peut l'étendre à tout champ électromagnétique, quelle que soit la forme du potentiel vecteur. Nous obtenons ainsi une généralisation de l'équation de Dirac dans un champ électromagnétique. Elle est valable pour tout corpuscule. Les résultats qu'on obtiendra dépendront du corpuscule envisagé. En effet les opérateurs fondamentaux a_i figurent dans le terme dû au champ.

On remarquera, en vertu des deux principes admis sur l'action d'un champ extérieur, que tout corpuscule dans un champ magnétique uniforme décrit un cercle dont le rayon est donné par la formule classique. Ainsi, quel que soit le type du corpuscule, il obéit à la loi donnant le $H\rho$. Les clichés obtenus dans une chambre de Wilson ne fournissent donc pas le moyen de déterminer le type d'un corpuscule et la mesure du $H\rho$ nous donne les mêmes indications quel que soit le type.

D'autre part on applique encore les formules d'action d'un champ macroscopique sur un corpuscule pour décrire l'action d'un atome ou d'un autre corpuscule sur le corpuscule considéré, des formules microscopiques n'étant pas encore connues. C'est ainsi qu'on établit la formule donnant la perte d'énergie subie par un corpuscule de spin $1/2$ traversant un écran et que nous avons

utilisée au chapitre II, de même que toutes les formules liées à la traversée de matière par un corpuscule. Des formules analogues peuvent être obtenues sans autres difficultés supplémentaires que des calculs plus longs dans le cas de corpuscule de spin 1,0. Cependant ces formules ne donnent pas tous les renseignements qu'on peut obtenir et on peut essayer de les compléter par l'étude de l'interaction de deux corpuscules.

2. Interaction de deux corpuscules. — Pour décrire deux corpuscules en interaction, il faut pouvoir construire une mécanique relativiste des systèmes de corpuscules. Ceci exige avant tout une généralisation des transformations de Lorentz pour un système. En développant notre théorie structurale nous avons pu obtenir une telle généralisation et montrer que c'était la seule convenable.

A une transformation de Lorentz entre les observateurs est attachée une transformation dans l'Espace de configuration-temps (Ct) dans lequel un point décrit l'évolution du système. Il est à $3n + 1$ dimensions.

A une rotation des axes correspond une rotation dans (Ct) comme en Mécanique des systèmes non relativistes. A une transformation simple de Lorentz de paramètre ξ entre les observateurs correspond dans l'espace (Ct) une transformation qui est définie par :

$$ct = ch\xi \cdot ct' + sh\xi \cdot \sum \mathfrak{A}^{(i)} x_{\mu}^{(i)'},$$

$$x_{\mu}^{(i)} = ch\xi x_{\mu}^{(i)'} + \mathfrak{A}^{(i)} sh\xi \cdot ct'.$$

La présence des opérateurs $\mathfrak{A}^{(i)}$ a son origine dans le fait que des mesures sur différents corpuscules du système qui apparaissent simultanées pour un observateur, ne le sont plus pour un observateur en mouvement par rapport au premier. Ces opérateurs doivent satisfaire aux relations :

$$T^{(i)+} A_0^{(i)} \mathfrak{A}^{(i)} a_{\lambda}^{(i)} + a_{\lambda}^{(i)} T^{(i)} A_0^{(i)} \mathfrak{A}^{(i)} = 0$$

ainsi qu'à celle obtenue en remplaçant $a_{\lambda}^{(i)}$ par $b^{(i)}$; les indices supérieurs (i) et (j) désignent le numéro d'ordre du corpuscule dans le système ; en outre $\mathfrak{A}^{(i)}$ doit commuter avec tous les opérateurs $a^{(i)}$ et $T^{(i)}$ attachés à ce corpuscule. $A_0^{(i)}$ désigne le produit des opérateurs $a_0^{(k)}$ des différents corpuscules (k) du système sauf (i).

Dans le cas d'un corpuscule de spin 1/2 on trouve que $\mathfrak{A}^{(i)}$ est

le produit de tous les $a_5^{(j)}$ des différents corpuscules sauf (i) , en posant

$$a_5^{(j)} = a_1^{(i)} a_2^{(i)} a_3^{(i)} a_4^{(i)}$$

$a_4^{(i)}$ anticommute avec les autres $a_\lambda^{(i)}$ et commute avec $b^{(i)}$.

Si le corpuscule est simple par rapport à $b^{(i)}$ on a :

$$b^{(i)} = mca_4^{(i)}$$

dans le cas où il est à valeurs multiples de la masse, il existe un opérateur μ tel que $b^{(i)} = \mu a_4^{(i)}$ qui commute avec $a_4^{(i)}$.

Ayant la transformation de Lorentz généralisée, il est possible de définir un opérateur d'interaction par des conditions d'invariance. Il est défini par la relation :

$$H = \sum_i H^{(i)} + R$$

H étant l'opérateur de l'équation d'évolution du système et $H^{(i)}$ celui du corpuscule (i) s'il était seul. Les conditions d'invariance auxquelles l'opérateur d'interaction doit satisfaire sont :

$$\begin{aligned} RT_{ij} - T_{ij}R &= 0 \\ T_j R + RT_j &= 0 \end{aligned}$$

les T_{ij} et T_j étant définis de la même manière que pour un corpuscule unique sont liés à ceux des corpuscules constituant le système par :

$$T_{ij} = \sum_k T_{ij}^{(k)}; \quad T_j = \sum_k T_j^{(k)} A_0^{(i)} \mathfrak{A}^{(i)}.$$

On trouve ainsi une forme acceptable pour l'opérateur R dans le cas de deux corpuscules de spin $1/2$:

$$R = g \cdot (1 + a_1^{(i)} a_1^{(j)} + a_2^{(i)} a_2^{(j)} + a_3^{(i)} a_3^{(j)}) (a_4^{(i)} + a_4^{(j)})^2 (a_5^{(i)} + a_5^{(j)})^2.$$

La méthode employée pour obtenir cette forme d'interaction peut s'étendre à n corpuscules et fournit l'expression de l'interaction d'un photon et d'un électron en considérant trois corpuscules. g est une fonction de la distance des deux corpuscules du genre de la fonction δ . Elle est nulle pour $r \neq 0$. Les interactions satisfaisant aux conditions relativistes sont donc nécessairement des actions de contact. Cette forme d'interaction ne nous donne pas de transformations d'un état massique dans un autre si nous avons un corpuscule à valeurs multiples de la masse. En effet de telles transformations ne peuvent pas être décrites au moyen d'opérateurs a à cause de leur forme, matrice diagonale dont les éléments sont des

opérateurs. Il est nécessaire d'avoir des opérateurs représentés par des matrices non diagonales dont les éléments sont des opérateurs du même anneau que ceux constituant les a .

Pour avoir un opérateur d'interaction permettant des changements d'états massiques lors du choc de deux corpuscules dont l'un au moins est à valeurs multiples de la masse, il faut trouver une combinaison algébrique d'opérateurs a et d'opérateurs du genre indiqué (matrices non-diagonales dont les éléments sont des opérateurs de l'anneau définissant les a). Nous ne savons pas encore s'il est possible de définir de tels opérateurs, mais c'est là une question essentielle pour pouvoir décrire exactement le comportement d'électrons lourds traversant la matière et préciser la valeur du spin.

3. Traversée de matière par des électrons lourds. — Si nous considérons des électrons lourds traversant de la matière, un certain nombre de phénomènes vont se produire qui sont la résultante des interactions des électrons lourds avec les électrons et les noyaux des atomes qui se trouvent au voisinage de la région traversée par l'électron lourd considéré.

Un corpuscule à spin non-simple étant un système fondu, nous avons indiqué plus haut qu'il était très improbable qu'un tel corpuscule puisse être créé par un rayonnement de n'importe quel type de corpuscule à spin simple; les électrons lourds étant très probablement créés dans la haute atmosphère, il est presque certain que ce sont des corpuscules à spin simple. La théorie structurale nous fixe alors que ces corpuscules ne sont que de deux types : ceux à spin $1/2$ et ceux à spin $0, \pm 1$.

Suivant que les électrons lourds sont des corpuscules de l'un ou de l'autre type, les effets observés dans la traversée de la matière seront différents : ce sont ceux-ci que nous devons examiner. Une autre question est celle de la simplicité par rapport à l'opérateur b , valeur unique de la masse, ou la multiplicité des valeurs. S'il n'existe pas de terme d'interaction permettant un changement de la valeur de la masse, la considération de corpuscules à masse multiple n'est que formelle et un tel corpuscule se sépare en corpuscules simples par rapport à la masse. Deux types de phénomènes sont donc à envisager : ceux où la masse reste constante et ceux où elle change.

Les effets où la masse reste constante se décrivent évidemment au moyen d'un corpuscule à masse unique. Quel que soit le spin, nous avons ralentissement par ionisation ; la formule utilisée au chapitre II suppose que le spin est $1/2$, mais la formule ne doit pas être sensiblement différente si le spin est $0, \pm 1$. Un autre phénomène qui doit peu dépendre de la valeur du spin est la perte d'énergie par radiation. Au chapitre II la formule indiquée est valable pour un corpuscule à spin $1/2$; il est vraisemblable que les résultats ne doivent pas être très différents pour des corpuscules à spin $0, \pm 1$ pour les faibles énergies, cas où l'effet est faible et négligeable devant l'ionisation ; il ne doit plus en être de même pour les très grandes énergies de la particule incidente. Il semble que le calcul dans ce cas pourra être effectué comme dans le cas de spin $1/2$, bien que les équations soient plus compliquées. Pour les énergies qui permettent de distinguer des électrons lourds des autres particules (énergies pas trop grandes) et avec les masses qu'on est conduit à leur attribuer, la perte d'énergie par radiation est négligeable.

Les électrons lourds étant toujours considérés avec une grande énergie, la diffusion par les noyaux atomiques est très faible. Les noyaux n'interviendront donc que dans des phénomènes nucléaires et dans la création de particules. Pour ces phénomènes la distinction entre les valeurs du spin est essentielle.

4. Hypothèse du spin $1/2$. — Si les électrons lourds ont un spin $\pm 1/2$, en vertu de notre démonstration du chapitre précédent, ils ne diffèrent d'un électron ordinaire que par la valeur numérique de la masse. Nous aurons donc exactement les mêmes phénomènes qu'avec un électron, avec seulement un changement de la valeur du paramètre m . La théorie structurale montre en effet que tout corpuscule à spin simple $\pm 1/2$ et à valeur unique pour la masse est un corpuscule de Dirac. Dans cette hypothèse nous avons immédiatement une description détaillée des phénomènes concernant les électrons lourds, il suffit de se reporter à des formules connues. Les électrons lourds seront créés par paires de charge opposée, au moyen d'un photon suivant les probabilités fixées par la théorie de Dirac ; les électrons lourds (en dehors de phénomènes changeant leur masse) ne pourront disparaître que par paires suivant la théorie de Dirac.

Remarquons que, comme il y a une faible densité d'électrons lourds, de telles annihilations sont fort improbables : s'il n'y avait que ce phénomène les électrons lourds demeureraient presque indéfiniment et le comportement ne serait pas celui observé par MM. Blackett et Wilson. Dans cette hypothèse il semble donc nécessaire qu'interviennent des phénomènes modifiant la masse d'un électron lourd traversant la matière.

Si un photon peut créer une paire suivant le processus indiqué, il peut aussi créer des électrons et le rapport des probabilités sera une fonction des masses des deux corpuscules. M. Bhabba ⁽¹²⁾ indique comme section efficace de création d'une paire par un photon d'énergie $h\nu$:

$$\Phi = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{Mc^2} \right)^2 k(\xi'') + \frac{28}{9} \log \frac{M}{m} Z^{-1/3} ;$$

où

$$\xi'' = Z^{1/3} \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{2mc^2} \right)$$

et

$$k(\xi'') \rightarrow \frac{28}{9} \log 4\xi'' - \frac{2 \cdot 8}{27} \quad \text{pour } \xi'' \ll 137$$

$$k(\xi'') \rightarrow \frac{28}{9} \log 183 - \frac{2}{27}.$$

En gros le rapport du nombre de paires créées est proportionnel à $\left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2$ si M_1 et M_2 sont les masses de deux corpuscules. Plus la masse est grande moins il y a de paires créées pour un rayonnement de fréquence donnée, suivant $1/M^2$ en première approximation.

Si des électrons lourds traversent de la matière ils doivent être accompagnés d'électrons ordinaires secondaires. M. Bhabba a évalué le nombre de ces électrons ou positons d'énergie plus grande qu'une certaine valeur E en équilibre avec un rayonnement d'électrons lourds de masse M et d'énergie E_0 . D'après les mesures de M. Pierre Auger ⁽²⁵⁾ il y aurait un assez bon accord avec ces valeurs, la majorité des électrons lourds étant supposés d'une masse d'environ 100 fois celle de l'électron. Cet accord ne suffit cependant pas pour décider quelle est la valeur du spin des électrons lourds car les phénomènes se produiraient aussi avec des corpuscules de spin 0,1.

M. Bhabba a calculé aussi le nombre d'électrons lourds créés

par un rayonnement γ de fréquence ν arrivant dans la matière et d'énergie supérieure à E . Il obtient un nombre de l'ordre de

$$\tau \left(1 - \frac{E}{h\nu}\right) + \alpha \tau \frac{h\nu}{E} \left(1 - \frac{E}{h\nu}\right)^2$$

où $\tau = 0,6 \left(\frac{m}{M}\right)^2$, m masse de l'électron, M masse de l'électron lourd.

La théorie des gerbes prouve qu'un électron d'énergie de 10^{10} volts arrivant dans la haute atmosphère ne produirait plus qu'un nombre négligeable d'électrons au niveau de la mer. Or MM. Boven, Millikan, Neher, ont trouvé un nombre de l'ordre de 1/500 du nombre maximum. M. Bhabha fait alors l'hypothèse que la grande majorité de ces électrons pourraient être attribués à la création dans l'atmosphère de paires d'électrons lourds de masse de l'ordre de $10 m$. Mais ce n'est là qu'une supposition : l'existence de ces corpuscules est purement hypothétique.

5. Hypothèse du spin $0, \pm 1$. — Si les électrons lourds ont un spin $0, \pm 1$, corpuscules de type 1^0 , ils se comportent d'une façon différente des électrons ordinaires pour ce qui est du mécanisme de création et d'annihilation. En effet ces corpuscules, du fait du spin 0 , possèdent des états d'annihilation et sont à rapprocher des photons. Leur création serait analogue à l'émission d'un photon : ils ne seraient pas créés par paires mais individuellement, et disparaîtraient de même individuellement. De ce fait l'annihilation d'un électron lourd serait fréquente et pourrait expliquer leur disparition en dessous d'une certaine énergie. La conservation de l'électricité exige alors que la création d'un électron lourd positif ait lieu au voisinage d'un proton qui se transformerait en neutron, la création d'un électron lourd négatif au voisinage d'un neutron qui se transformerait en proton. Un changement d'un proton en neutron aurait pour conséquence l'émission ou l'absorption d'un électron lourd d'un signe ou de l'autre, de même qu'un changement d'orbite pour un électron est lié à l'émission ou l'absorption d'un photon. Comme la description théorique complète d'un proton ou d'un neutron ne peut être faite à l'heure actuelle, on ne peut dire si un tel phénomène est possible ou non. Dans cette hypothèse les électrons lourds n'auraient pas de liaison directe avec les électrons ordinaires mais en auraient avec les protons et neutrons. Les interactions proton-neutron, proton-proton, neutron-neutron

pourraient alors s'expliquer par des échanges d'électrons lourds, comme l'interaction de deux électrons peut s'expliquer par des échanges de photons, sans avoir besoin de faire intervenir l'hypothèse du neutrino : c'est là l'idée fondamentale de la théorie de M. Yukawa, théorie édifiée indépendamment de tout résultat expérimental sur les rayons cosmiques.

Le changement d'un proton en neutron ou d'un neutron en proton consécutif à l'absorption d'un électron lourd aurait pour effet de provoquer des désintégrations ; des phénomènes nucléaires nombreux devraient être observés dans la région d'énergie pour laquelle les électrons lourds disparaissent, mais il ne semble pas que de tels phénomènes puissent être distingués de ceux produits par des corpuscules de spin $1/2$.

6. Création et disparition des électrons lourds. — Si les électrons lourds sont des corpuscules du premier type, spin 0, ± 1 , ils sont, comme nous venons de l'indiquer, créés individuellement et absorbés de même. Ils prennent naissance sur un proton pour un électron lourd positif, sur un neutron pour un électron lourd négatif. La création est suscitée par un rayon primaire, électron ordinaire ou rayon γ (photon). Leur disparition se fait par annihilation individuelle, sur un neutron pour un électron lourd positif, sur un proton pour un électron lourd négatif ; la charge se trouve transmise au proton ou au neutron pour satisfaire à la conservation de l'électricité. Bien qu'on ne puisse donner aucune loi quantitative, il est vraisemblable que leur disparition serait d'autant plus probable qu'ils iraient plus lentement ; l'existence d'un seuil ou des résonnances est possible, mais on ne saurait l'affirmer actuellement.

Si au contraire les électrons lourds sont de spin $\pm 1/2$, ils sont créés par paires exactement comme des électrons et disparaissent de même : un tel corpuscule subsistera aussi longtemps qu'il ne rencontrera pas son complémentaire et cela au voisinage d'un noyau. Comme leur densité est faible, de telles annihilations sont très improbables. Pour expliquer leur disparition aux faibles vitesses dans le cas où elle se confirmerait (expériences de MM. Blackett et Wilson), il est nécessaire que les électrons lourds aient des rapports étroits avec les électrons ordinaires : les électrons lourds devraient être des états massiques d'un corpuscule à

masse multiple, les électrons ordinaires étant un état de ce corpuscule. En l'absence d'interaction, dans le vide, l'état massif considéré subsisterait indéfiniment ainsi qu'en présence d'interactions ordinaires. Mais dans la traversée de matière, il est nécessaire qu'il y ait des interactions telles que des changements de masse soient possibles ; nous avons indiqué plus haut comment devraient être décrites de telles interactions. Il faudrait que ces interactions soient telles que pour des énergies de l'ordre de 2.10^8 eV tous les électrons lourds se soient déjà transformés en électrons ordinaires.

7. Spin des électrons lourds. — Ainsi deux hypothèses doivent être retenues concernant les électrons lourds : 1° Ils sont de spin 0, ± 1 , ils sont créés et annihilés individuellement, avec des probabilités à peu près égales pour être de l'un ou l'autre signe puisqu'on en observe à peu près autant de positifs que de négatifs. Ces créations et annihilations sont très étroitement liées aux protons et neutrons. Les électrons lourds sont sans liaison directe avec les électrons ordinaires.

2° Les électrons lourds sont de spin $\pm 1/2$. Ils sont créés par paires et annihilés par paires. Tant qu'ils ne subissent pas de changement de masse ils suivent les lois d'un corpuscule de Dirac. Les électrons lourds sont sans rapport direct avec les protons et les neutrons. Ils sont en connexion très étroite avec les électrons ordinaires. Leur disparition exige en effet que électrons lourds et électrons ordinaires soient différents états massiques d'un corpuscule à masse multiple (nous savons construire les opérateurs fondamentaux d'un tel corpuscule). Il y a des termes d'interaction entre de tels corpuscules, ou entre un corpuscule de spin $\pm 1/2$ à masse multiple et les protons et neutrons, tels que des changements de masse soient possibles.

Actuellement les résultats expérimentaux ne permettent pas de se prononcer pour l'une plutôt que pour l'autre hypothèse. Pour le faire avec certitude, il serait nécessaire que l'on ait une preuve de création ou de disparition par paire ou au contraire individuelle, ou bien que la théorie structurale soit suffisamment développée pour nous fournir la forme des opérateurs d'interaction permettant des changements de masse, ou bien alors nous prouver qu'il ne peut en exister, ou encore que différents

calculs concernant les corpuscules de spin $0, \pm 1$ soient poussés à leur terme et que les résultats obtenus soient assez différents de ceux des corpuscules à spin $1/2$ pour être mis en évidence expérimentalement.

Si de très nombreux calculs ont été effectués pour les corpuscules de spin $1/2$ (calculs sur les électrons de Dirac), aucun calcul pour les corpuscules de spin $0, 1$ (en dehors des photons de de Broglie) n'a été à l'heure actuelle poussé à son terme : aucune utilisation n'a encore été faite de notre équation (du premier ordre) d'évolution d'un corpuscule de spin $0, 1$. En partant de principes différents, M. Al. Proca ⁽²⁸⁾ a obtenu une équation du second ordre pour décrire l'évolution des corpuscules de spin 0 ou 1 ; des applications de cette équation ont été faites par MM. Kemmer ⁽⁴⁾, Frôlich, Heitler ⁽⁴⁻²⁶⁾, Bhabha ⁽⁴⁾ aux électrons lourds, en premier lieu pour expliquer les forces nucléaires. En outre M. Heitler ⁽²²⁾ s'est servi de l'équation de Proca pour étudier le passage d'électrons lourds à travers la matière. Il a trouvé que des gerbes de types variés sont produites. En désignant par Y un électron lourd, P un proton, N un neutron, les différentes réactions suivantes auraient lieu :

1° $Y^+ + N = P + h\nu$. Le photon $h\nu$ produirait une gerbe en cascade habituelle.

2° Des processus multiples du genre $Y^+ + N = P + Y^+ + Y$ seraient possibles.

3° Dans un noyau lourd on aurait la réaction $Y^+ + N = P$. L'énergie de l'électron lourd resterait acquise au noyau avec ensuite évaporation de particules du noyau (gerbes de protons).

Le processus inverse de la réaction 1° serait la création d'électrons lourds par des photons et l'ordre de grandeur de la section efficace est suffisant pour expliquer l'origine secondaire des électrons lourds observés au niveau de la mer.

Ces calculs ne fournissent cependant aucun élément permettant de fixer expérimentalement les valeurs du spin d'un électron lourd. On peut néanmoins penser qu'une détermination expérimentale indirecte du spin d'un électron lourd n'est pas impossible. En effet, s'ils sont de spin $1, 0$, ils sont en liaison avec les protons et neutrons, comme nous l'avons déjà indiqué ; il semble qu'en vertu de la conservation de l'électricité les protons ne pourront absorber que des électrons lourds négatifs pour se transformer

en neutrons et les neutrons que des électrons lourds positifs pour se transformer en protons. Cette dissymétrie doit provoquer des différences dans les phénomènes observés lors de la traversée de matière absorbante par des électrons lourds suivant le pourcentage de protons et de neutrons dans la matière traversée. En particulier le rapport du nombre d'électrons lourds positifs et d'électrons lourds négatifs absorbés devrait dépendre du rapport du nombre de protons et de neutrons de l'absorbant si les électrons lourds sont de spin 1,0 et devrait en être indépendant s'ils sont de spin $1/2$. Il ne semble pas impossible de trancher expérimentalement ce point et on aurait ainsi un moyen de fixer la valeur du spin des électrons lourds.

En l'absence de raisons tirées de l'expérience pour fixer la valeur du spin des électrons lourds, force est de se laisser influencer par des raisons purement théoriques. Pour expliquer les forces nucléaires M. Yukawa ⁽²⁾ a imaginé que les forces entre protons et neutrons étaient dues à des échanges de corpuscules chargés de spin 0 ou 1 ; l'ordre de grandeur des forces nucléaires l'a conduit à attribuer à ces corpuscules une masse de 100 à 200 fois celle de l'électron. La tendance de l'esprit est de simplifier chaque fois qu'il est possible, et, comme l'expérience nous amène à attribuer une masse d'environ $200 m_0$ aux électrons lourds, il est naturel de les identifier avec les corpuscules de Yukawa. Si l'on admet cette identification, il est alors normal de suivre la terminologie proposée par M. Klein au Congrès de Varsovie et d'appeler *yukons* les électrons lourds. S'ils ont, en effet, un spin 0,1, ils n'ont plus rien de commun avec les électrons et ce terme doit disparaître de leur appellation définitive.

En résumé, l'expérience d'une part, la théorie d'autre part, nous conduisent à admettre de nouveaux types de corpuscules ; les corpuscules observés semblent être tous de même masse, environ 200 fois celle de l'électron, et de charge les uns $+e$, les autres $-e$, e désignant la charge de l'électron ; l'expérience ne nous fournit encore aucune indication sur le spin. La théorie suppose pour ces corpuscules les mêmes valeurs de charge et de masse ; en outre elle fixe que le spin est 0 ou 1. Il est naturel alors de faire l'identification et de supposer que les électrons lourds sont de spin 0, 1, d'où le nom de *yukons*.

Cependant bien des questions théoriques restent à résoudre.

C'est ainsi que l'existence de corpuscules de différentes masses nous oblige à rechercher une théorie fixant des relations entre ces valeurs, mais on ne voit comment l'aborder à l'heure actuelle ; d'autre part l'hypothèse des électrons lourds à spin $0, \pm 1$ obligerait à changer nos idées sur la charge électrique qui n'apparaîtrait plus comme une propriété intrinsèque du corpuscule. Ainsi les électrons lourds posent des questions fondamentales qui, dans l'état actuel des choses, semblent difficiles à résoudre.

CONCLUSION

En définitive il semble établi par divers clichés obtenus dans une chambre de Wilson que la plus grande partie de la composante pénétrante des rayons cosmiques observés au niveau de la mer est composée de corpuscules nouveaux auxquels on a donné le nom d'électrons lourds. Les clichés obtenus et les différentes mesures faites semblent indiquer que leur charge serait celle de l'électron et qu'il y aurait à peu près autant de particules positives que de négatives. Ainsi tous les corpuscules chargés auraient la même charge en valeur absolue quel que soit le corpuscule considéré.

Dans l'état actuel des choses, il paraît assez difficile de fixer avec précision la masse des électrons lourds. Il semble que tous ceux observés expérimentalement sont de même masse, la valeur de cette masse étant d'environ 200 fois celle de l'électron. Il n'est pas impossible qu'il existe d'autres valeurs pour la masse, mais il n'y a aucun commencement de preuves expérimentales pour attester leur existence. Pour pouvoir fixer avec une précision plus grande la valeur de la masse des électrons lourds observés il est nécessaire de faire de nouvelles mesures.

Surtout il serait désirable d'obtenir des clichés de collisions d'électrons lourds contre d'autres particules : on aurait ainsi des valeurs précises de la masse. Corrélativement des recherches théoriques doivent être dirigées en vue de déterminer si l'on peut obtenir des relations entre les valeurs des masses des différents corpuscules. Mais actuellement une théorie fixant de telles relations n'est même pas ébauchée. On n'a qu'une suggestion.

Le seul guide théorique sûr que nous ayons pour aborder l'étude des électrons lourds est notre *théorie structurale*. En premier lieu elle nous permet de définir d'une façon précise ce qu'est un corpuscule, notion que la multiplicité des sortes de corpuscules nous oblige à préciser le mieux possible. Un système physique nous ap-

paraît comme un corpuscule relativement à un ensemble de procédés de morcellement, s'il est insécable avec les procédés dont nous disposons. Cette définition se transforme alors en la suivante : un système physique est un corpuscule s'il peut être figuré par un seul point dans l'espace macroscopique d'un observateur, ou dans l'espace-temps. Cette condition permet alors de donner d'une façon précise les lois d'évolution d'un corpuscule.

Un caractère propre aux corpuscules est que certaines grandeurs physiques qui leur sont attachées ont toujours la même valeur. De tels corpuscules sont dits *simples* par rapport à ces grandeurs. La théorie structurale nous fixe que les différents types de corpuscules sont déterminés par les propriétés d'un anneau d'opérateurs dit *anneau fondamental*. Cet anneau est déterminé si on se fixe les opérateurs *spin*. On constate alors que deux types de corpuscules simples par rapport au spin peuvent exister : ceux de spin 0, -1 , $+1$, et ceux de spin $-1/2$, $+1/2$. Les corpuscules qui ne sont pas simples sont des systèmes fondus de corpuscules simples. Comme les électrons lourds doivent être considérés comme créés en majorité dans l'atmosphère terrestre par les rayons primaires, des créations de corpuscules complexes sont très improbables ; les électrons lourds sont donc des corpuscules simples. Pour qu'un tel corpuscule soit complètement défini il faut donner sa charge, sa masse (ou l'ensemble des valeurs possibles de la masse, s'il y a plusieurs valeurs) et son spin : corpuscule du type 1° ou 2°.

À l'heure actuelle il n'y a aucune raison tirée des résultats expérimentaux qui permette de fixer le type des électrons lourds, autrement dit l'ensemble des valeurs du spin. La théorie de Yukawa et les développements qu'elle a reçus par la suite, nous obligent à considérer des corpuscules du type 1°, spin 0, -1 , $+1$, et de masse 100 à 200 fois celle de l'électron. Il est naturel alors d'identifier ces corpuscules, auxquels on donne le nom de *yukons*, avec les électrons lourds observés dans les rayons cosmiques. Cependant, au lieu d'accepter sans discussion cette identification, il est préférable d'étudier le comportement des corpuscules de chaque type et de chercher des éléments permettant de reconnaître si les électrons lourds sont de type 1° ou 2°.

Les corpuscules de type 2°, spin $1/2$, suivent, si leur masse ne change pas, les lois d'un corpuscule de Dirac. Il est possible alors de décrire d'une façon détaillée leur comportement quand ils tra-

versent la matière. Pour des faibles énergies la différence entre le type disparaît et les lois deviennent les mêmes. C'est ainsi que la formule de ralentissement par ionisation est, en première approximation, indépendante du type. C'est sur cette formule que sont basées les déterminations de la masse. C'est le phénomène prépondérant dans la traversée de matière par un électron lourd.

Au contraire la création et la disparition d'électrons lourds dépendent essentiellement du type de ces corpuscules : s'ils sont de spin $1/2$, ils sont créés par paires et annihilés de même, les éléments d'une paire étant de même masse et de charge opposée ; s'ils sont de spin 0 , -1 , $+1$, ils peuvent être créés individuellement et annihilés individuellement, un peu à la manière des photons. Dans cette hypothèse les électrons lourds sont liés très directement au proton et au neutron et sont sans liaison directe avec les électrons ordinaires. Dans l'autre hypothèse ils sont liés aux électrons ordinaires, car, si, comme il semble, les électrons lourds disparaissent aux faibles vitesses, leur densité étant faible, ils ne peuvent disparaître par paires ; ils doivent donc être susceptibles de se changer en électrons ordinaires en traversant la matière. Cette hypothèse exige que les électrons ordinaires et électrons lourds soient des états massiques différents d'un même corpuscule à valeurs multiples de la masse. Nous pouvons facilement donner l'expression des opérateurs fondamentaux d'un tel corpuscule. Il faut alors qu'il y ait des termes d'interaction entre un tel corpuscule et d'autres corpuscules, soit du même type, soit protons ou neutrons, tels qu'il puisse se produire des changements de la valeur de la masse. Il doit être possible de déterminer théoriquement s'il peut ou non se produire des interactions avec changement de la valeur de la masse, mais on ne peut encore se prononcer.

Ainsi deux hypothèses à retenir : 1° les électrons lourds sont des corpuscules du premier type, spin $-1, 0, +1$, connexion étroite avec le proton, le neutron et la structure des noyaux, création et annihilation individuelle accompagnée de la transformation d'un proton en neutron, ou d'un neutron en proton ; pas de lien direct avec les électrons ordinaires. C'est l'hypothèse la plus probable et elle fournit, grâce à la théorie de Yukawa, une explication des forces nucléaires. Actuellement il semble que c'est

celle qu'on doit adopter. Dans ce cas on doit substituer au terme « électrons lourds » celui de « yukons » ou de « mésotrons ».

2° Les électrons lourds et les électrons ordinaires sont différents états massiques d'un corpuscule universel à spin simple $\pm 1/2$ et à masse multiple, changement de masse dans le passage à travers la matière résultant de lois nouvelles d'interaction ; à faible vitesse par rapport à la matière traversée ils se transformeraient tous en électrons ordinaires. La création et l'annihilation de ces corpuscules auraient lieu par paires dont les éléments sont de charge opposée et sont dans le même état massique ; en outre il pourrait y avoir apparition individuellement d'électrons lourds par changement de la masse d'un électron ordinaire qui augmenterait pendant le passage à travers la matière. Cette hypothèse aurait eu plus de chance d'être vérifiée s'il y avait eu plusieurs valeurs pour la masse des électrons lourds ; mais avec une seule valeur pour la masse elle semble beaucoup moins probable, il est possible qu'il y ait des corpuscules des deux types. Actuellement on ne peut se prononcer avec certitude, mais il semble qu'on pourra le faire d'ici peu à la lumière de nouveaux résultats expérimentaux.

Cependant la théorie structurale nous apprend d'une façon certaine que les électrons lourds ne peuvent être que de deux types caractérisés par leur spin. S'ils sont du premier type il est nécessaire de renoncer à considérer la charge comme un élément intrinsèque d'un corpuscule, celle-ci se transférant au proton ou neutron qui l'absorbe ou l'émet ; s'ils sont du second type les électrons lourds et les électrons ordinaires doivent être considérés comme divers états massiques d'un corpuscule à spin simple et à masse multiple, des lois nouvelles d'interaction permettant ces changements de masse lorsqu'un tel corpuscule traverse la matière. Dans ce cas c'est la notion de masse qui est modifiée. Si la valeur de la masse demeure dans tous les cas invariable, on ne peut guère expliquer les électrons lourds par des corpuscules de spin $1/2$, car ceux-ci suivent alors nécessairement les lois d'un corpuscule de Dirac.

Ainsi la découverte des électrons lourds pose des problèmes fondamentaux concernant les corpuscules, la notion de charge, la notion de masse. L'attention des théoriciens doit donc être tournée particulièrement sur cette question des électrons lourds, puis-

qu'elle fait surgir des problèmes d'un caractère si fondamental qu'ils doivent nous conduire à modifier profondément nos conceptions actuelles. Ces modifications portent essentiellement sur le caractère intrinsèque et pour tout dire objectif dont les grandeurs physiques sont liées aux corpuscules ; nous voyons que ou bien la masse ou bien la charge, et peut-être les deux, doivent perdre ce caractère intrinsèque. Il est nécessaire d'introduire un certain caractère subjectif dans la description des phénomènes physiques, comme nous faisons dans notre théorie structurale.



BIBLIOGRAPHIE

1. Kunze. — *Zeits. für Physik*, **83** (1933), p. 1.
2. Anderson et Neddermeyer. — *Physical Review*, **50** (1936), p. 263.
- Neddermeyer et Anderson. — *Physical Review*, **51** (1937), p. 884.
- Neddermeyer. — *Physical Review*, **53** (1938), p. 102.
3. Yukawa. — *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17** (1935) p. 48 ; **19** (1937), p. 712.
- Yukawa et Sakata. — *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **19** (1937), p. 1084-93.
4. N. Kemmer. — *Proc. Roy. Soc. A*, **166**. (1938), p. 127.
- H. Fröhlich, W. Heitler et N. Kemmer. — *Proc. Roy. Soc., A*. **166**. (1938), p. 154.
- Bhabha. — *Proc. Roy. Soc. A*. **166**. (1938), p. 501.
5. Pierre Auger. — *Nature*, **135** (1935), p. 820.
6. J. Crussard et L. Leprince-Ringuet. — *Journ. de Physique*, **8** (1937), p. 213.
- L. Leprince-Ringuet et J. Crussard. — *Journ. de Physique*, **8** (1937), p. 207.
7. L. W. Nordheim, — *Physical Review*, **53** (1938), p. 694.
8. P. M. S. Blackett. — *Proc. Roy. Soc. A*, **165**. (1938), p. 11.
- J. G. Wilson. — *Proc. Roy. Soc. A*. **166**. (1938), p. 482.
9. Millikan, Neher et Haynes. — *Physical Review*, **50** (1936), p. 992.
- Bowen, Millikan et Neher. — *Physical Review*, **52** (1937), p. 80 ; **53** (1938), p. 217.
- Pierre Auger, Raymond Maze et M^{lle} Thérèse Grivet-Meyer. — *Comptes Rendus*, t. **206** (1938), p. 1721.
- Paul Ehrenfest. — *Comptes Rendus*, t. **206** (1938), p. 428.
10. Mott et Massey. — *The theory of Atomic collisions* (Oxford, Clarendon press, 1933).
- Jacques Solomon. — *Théorie du passage des rayons cosmiques à travers la matière*. Actualités scientifiques n° 339 (1936).
11. D. R. Corson et R. B. Brode. — *Physical Review*, **53** (1938), p. 773.
12. H. J. Bhabha. — *Proc. Roy. Soc., A*. **164** (1938), p. 257-294 ; *Nature*, **141** (1938), p. 117.
13. J. G. Wilson. — *Proc. Roy. Soc., A*. **166** (1938), p. 486, Plate 16, Fig. 12.
14. Nishina, Takeuchi et Ichimiya. — *Physical Review*, **52** (1937), p. 1198.
15. Street et Stevenson. — *Physical Review*, **51** (1937), p. 1005 ; **52** (1937), p. 1003.
16. E. J. Williams et E. Pickup. *Nature*, **141** (1938), p. 684 et p. 836.
17. Jean-Louis Destouches. — *Comptes Rendus*, t. **206**, p. 1095 et p. 1284.
18. Ruhlrig et Crane. — *Physical Review*, **53** (1938), p. 266.
19. Jean-Louis Destouches. — *Principes fondamentaux de Physique théorique* (Hermann, Paris, 1939).
- *Journal de Physique*, t. VII (1936), p. 305, 354, 427 ; t. VIII (1937), p. 145, p. 252.

- *Comptes Rendus*, t. 202, p. 387, 921 ; t. 203 (1936), p. 924 ; t. 204 (1937), p. 849, 1403 ; 1618, t. 206, (1938), p. 1284. *Bull. Acad. Roy. Belgique*, t. XXII (1936), p. 525 ; t. XXIII (1937), p. 159.
20. J. L. Destouches. — *Bull. Acad. Roy. de Belgique* (cl. des sciences), t. XXIII (1937), p. 159.
21. J. L. Destouches. — *Essai sur la forme générale des Théories Physiques*. Thèse de Doctorat ès-Lettres, Paris ; Fasc. IV de la *Collection des Monographies mathématiques de l'Université de Cluj* (Roumanie), p. 98-100.
22. Louis de Broglie. — *Une nouvelle conception de la lumière*. Actualité^s scient., n° 181 (1934) et *Nouvelles recherches sur la lumière*, Actualité^s scient., 411 (1936).
23. Gérard Petiau. — *Contribution à la théorie des Equations d'Ondes corpusculaires*. Thèse de Doctorat ès-Sciences, Paris, 1936. Recueil des Mémoires de l'Académie Royale de Belgique (1936).
24. J. L. Destouches. — *Journal de Physique* (sous presse).
25. Pierre Auger. — *Comptes Rendus*, t. 206.
26. W. Heitler. — *Proc. Soc.*, A. 166. (1938), p. 529.
27. J. L. Destouches et F. Gonseth. *Helvetica Physica acta* (sous presse).
28. Al. Proca — *Journal de physique*, t. VII (1936), p. 347, t. IX (1938) p. 61.
-

PLANCHE I

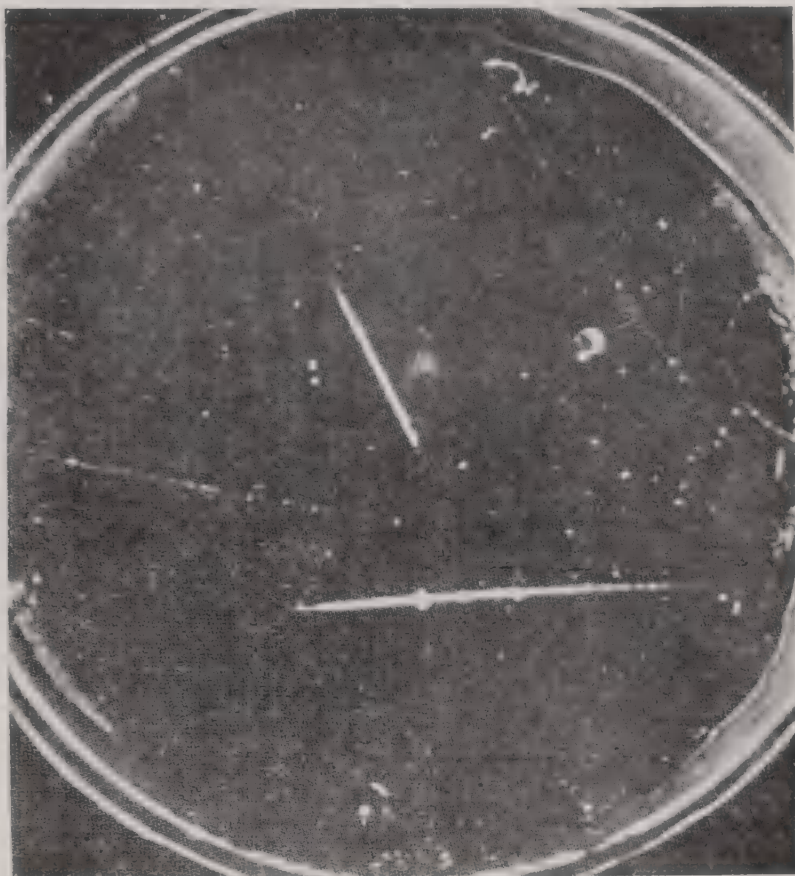


Fig. 3. — Exemple de traces d'électrons et de protons : deux traces de chaque espèce. La trajectoire épaisse et horizontale est un proton de $II\beta = 3.10^5$ (cliché de M. BLACKETT).

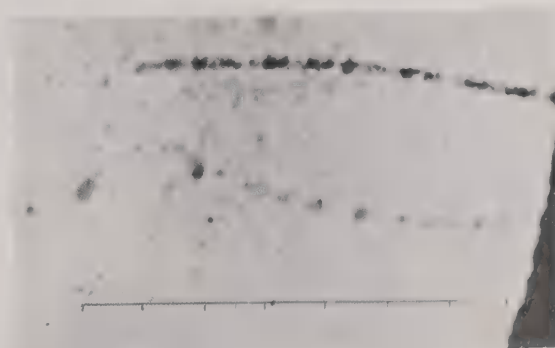


Fig. 4. — Premier cliché d'électron lourd de M. Paul KUNZI (*Zeits. f. Physik*, B 83 (1933) s. 10).

PLANCHE II

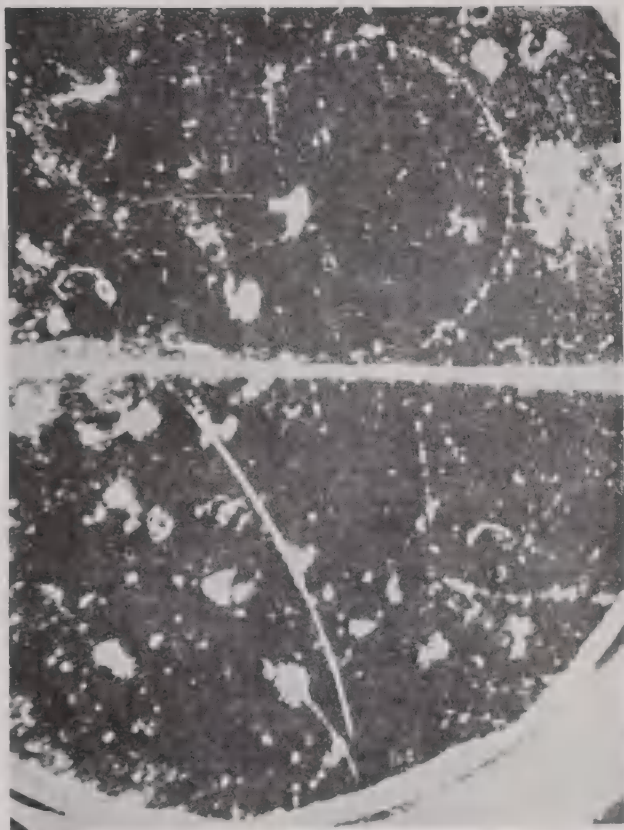


Fig 5. — Cliché d'électron lourd de MM. RÜHLIG et CRANE
(*Phys. Rev.*, V. 53 (1938) p. 266).

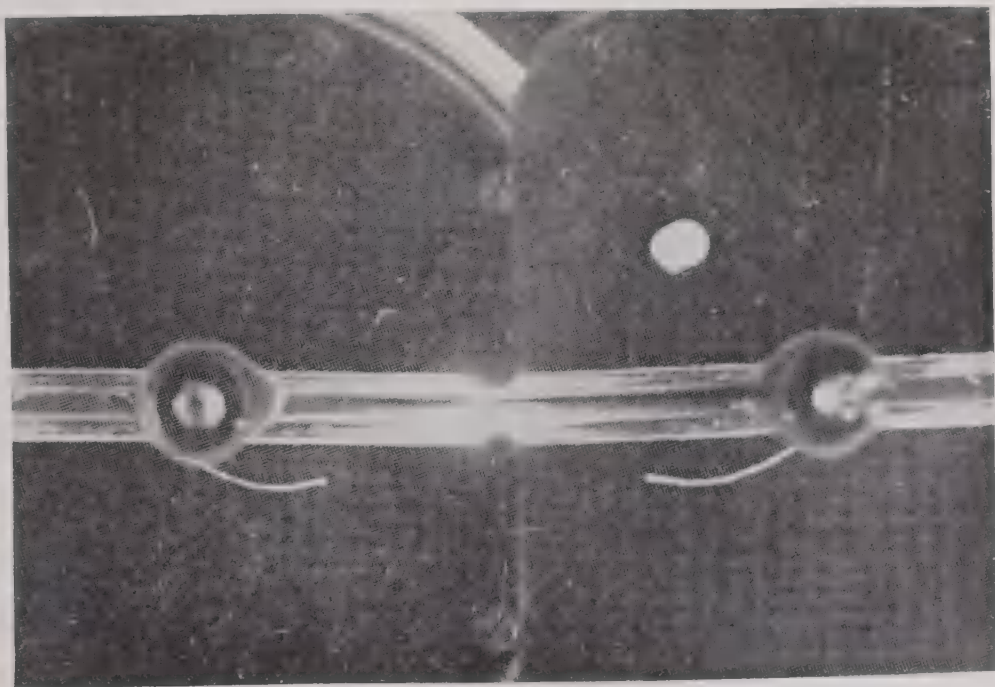



Fig. 6. — Electron lourd positif traversant un écran contenant un compteur.
La fin de la trajectoire est visible et fournit un parcours. Masse d'environ
240 fois celle de l'électron. Cliché de MM. ANDERSON et NEDDERMEYER
(*Phys. Rev.*, V. 54 (1938) p. 89).

TABLE DES MATIÈRES


INTRODUCTION	3
I. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	7
1. Existence des électrons lourds	7
2. Clichés obtenus dans une chambre de Wilson	8
3. Absorption d'un rayonnement corpusculaire	9
4. Conclusion	11
II. — IONISATION ET PARCOURS	12
1. Formule fondamentale.....	12
2. Expressions en fonction de H_2	14
3. Mesure de la charge d'un électron lourd.....	15
4. Mesure de la masse d'un électron lourd au moyen du ralentissement	17
5. Mesure de la masse au moyen de l'ionisation	18
6. Parcours d'un électron lourd	20
7. Variations du rayon de courbure avec le ralentissement....	22
8. Conclusion	23
III. — LA THÉORIE STRUCTURALE ET LES ÉLECTRONS LOURDS.....	24
1. Problèmes fondamentaux posés par la notion d'électron lourd.....	24
2. Les notions fondamentales de la théorie structurale.....	25
3. Principe des prévisions certaines	27
4. La notion de corpuscule	29
5. Les principes de la Physique collective	31
6. Anneau fondamental d'un corpuscule.....	35
7. Notion de spin.....	36
8. Conditions quantiques	38
9. Corpuscules à spin simple	39
10. Valeurs du spin d'un corpuscule à spin simple.....	41
11. Anneau fondamental d'un corpuscule à spin simple.....	42
12. Résultats obtenus pour les électrons lourds	45
IV. — INTERACTIONS ENTRE LES ELECTRONS LOURDS ET LA MATIÈRE.	47
1. Mouvement d'un corpuscule dans un champ.....	47
2. Interaction de deux corpuscules.....	50
3. Traversée de matière par des électrons lourds.....	52
4. Hypothèse du spin $1/2$	53

5. Hypothèse du spin 0, ± 1	55
6. Création et disparition des électrons lourds.....	56
7. Spin des électrons lourds.....	57
CONCLUSION.....	61
BIBLIOGRAPHIE.....	67

Saint-Amand (Cher). — Imprimerie R. BUSSIÈRE. — 2-12-1938.



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES



PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.

F. ENRIQUES

De l'Académie Dei Lincei
Professeur à l'Université de Rome

**PHILOSOPHIE ET HISTOIRE
DE LA PENSÉE SCIENTIFIQUE**

Ch. FABRY

Membre de l'Institut
Professeur à la Faculté des Sciences

OPTIQUE

E. FAURÉ-FREMIET

Professeur au Collège de France

BIOLOGIE

(Embryologie et Histogénèse)

Ch. FRAIPONT

Professeur à la Faculté des Sciences
de Liège

**PALÉONTOLOGIE
ET LES GRANDS PROBLÈMES
DE LA BIOLOGIE GÉNÉRALE**

Maurice FRECHET

Professeur à la Sorbonne

ANALYSE GÉNÉRALE

M. L. GAY

Professeur de Chimie-Physique
à la Faculté des Sciences de Montpellier

THERMODYNAMIQUE ET CHIMIE

J. HADAMARD

Membre de l'Institut

**ANALYSE MATHÉMATIQUE
ET SES APPLICATIONS**

Victor HENRI

Professeur à l'Université de Liège

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE

A. F. JOFFÉ

Directeur de l'Institut Physico-Technique
de Leningrad

PHYSIQUE DES CORPS SOLIDES

A. JOUNIAUX

Professeur à l'Institut de Chimie de Lille

CHIMIE ANALYTIQUE

(Chimie-Physique, minérale
et industrielle)

N. K. KOLTZOFF

Directeur de l'Institut de Biologie
expérimentale de Moscou

Membre honoraire R. S. Edinburgh

**LA GÉNÉTIQUE ET LES PROBLÈMES
DE L'ÉVOLUTION**

P. LANGEVIN

Membre de l'Institut
Professeur au Collège de France

I. — RELATIVITÉ

II. — PHYSIQUE GÉNÉRALE

Louis LAPICQUE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

**PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE
DU SYSTÈME NERVEUX**

A. MAGNAN

Professeur au Collège de France

MORPHOLOGIE

DYNAMIQUE

ET MÉCANIQUE DU MOUVEMENT

Ch. MARIE

Directeur de Laboratoire
à l'Ecole des Hautes Etudes

ÉLECTROCHIMIE APPLIQUÉE

Ch. MAURAIN

Membre de l'Institut
Doyen de la Faculté des Sciences
Directeur de l'Institut de Physique du Globe

PHYSIQUE DU GLOBE

André MAYER

Professeur au Collège de France

PHYSIOLOGIE

Henri MINEUR

Astronome à l'Observatoire de Paris
Maître de Recherches

ASTRONOMIE STELLAIRE

Ch. MUSCELEANU

Professeur à la Faculté des Sciences
de Bucarest

PHYSIQUE GÉNÉRALE ET QUANTA

M. NICLOUX

Professeur à la Faculté de Médecine
de Strasbourg

CHIMIE ANALYTIQUE

(Chimie organique et biologique)

P. PASCAL

Correspondant de l'Institut
Professeur à la Sorbonne et à l'Ecole
Centrale des Arts et Manufactures

CHIMIE

GÉNÉRALE et MINÉRALE

Ch. PÉREZ

Professeur à la Sorbonne
BIOLOGIE ZOOLOGIQUE

CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.

J. PERRIN

Membre de l'Institut
Prix Nobel de Physique
Professeur à la Faculté des Sciences
de Paris

ATOMISTIQUE

Marcel PRENANT

Professeur à la Sorbonne

I. — BIOLOGIE ÉCOLOGIQUE

II. — LEÇONS DE ZOOLOGIE

A. REY

Professeur à la Sorbonne

HISTOIRE DES SCIENCES

Y. ROCARD

Maître de Recherches

THÉORIES MÉCANIQUES
(Hydrodynamique-Acoustique)

R. SOUÈGES

Chef de Travaux
à la Faculté de Pharmacie

EMBRYOLOGIE
ET MORPHOLOGIE VÉGÉTALES

TAKAGI

Professeur à l'Université Impériale de Tokyo

MATHÉMATIQUES GÉNÉRALES

TAMIYA-(HIROSHI)

Membre du Tokugawa Biologisches
Institut-Tokyo

BIOLOGIE (Physiologie cellulaire)

A. TCHITCHIBABINE

Membre de l'Académie des Sciences
de l'U. R. S. S.

CHIMIE ORGANIQUE
(Série hétéroocyclique)

Georges TEISSIER

Sous-directeur de la Station
Biologique de Roscoff

BIOMÉTRIE
ET STATISTIQUE BIOLOGIQUE

G. URBAIN

Membre de l'Institut
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

THÉORIES CHIMIQUES

Pierre URBAIN

Maître de Conférences à l'Institut
d'Hydrologie et de Climatologie de Paris

GÉOCHIMIE

Y. VERLAINE

Professeur à l'Université de Liège

PSYCHOLOGIE ANIMALE

P. WEISS

Membre de l'Institut
Directeur de l'Institut de Physique
de l'Université de Strasbourg

MAGNÉTISME

R. WURMSER

Directeur du Laboratoire de Biophysique
de l'Ecole des Hautes Etudes

BIOPHYSIQUE

Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1938 (suite) :

633. R. LEGENDRE. Le Poisson.....	10 fr.
634. E. OEHMICHEN. Propulseurs et amortisseurs de chocs chez les animaux.....	20 fr.
635. J. PACOTTE. L'espace hermitien quantique.....	12 fr.
636. E.-F. TERROINE. Lipides.....	12 fr.
637. E.-F. TERROINE. Stériles.....	10 fr.
638. F. ENRIQUES. La théorie de la connaissance scientifique de Kant à nos jours.....	12 fr.
639. M. LOOSLI-USTERI. Le diagnostic individuel chez l'enfant au moyen du test de Rorschach.....	20 fr.
640. C. BOUGLE. Humanisme, Sociologie, Philosophie.....	15 fr.
641. G. SCHAEFFER et E. LE BRETON. L'action dynamique spécifique des Protides. I.....	20 fr.
642. G. SCHAEFFER et E. LE BRETON. L'action dynamique spécifique des Protides. II.....	25 fr.
643. E. CARTAN. Leçons sur la théorie des spineurs. I. Les spineurs de l'espace à trois dimensions.....	25 fr.
644. R. SOUÈGES. Embryogénie et classification. I. L'espèce et les classifications actuelles...	20 fr.

LISTE COMPLÈTE A LA FIN DU VOLUME

